

Zugverformung an Einkristallen mit drehbaren Fassungen*.

VON JÖRG DIEHL und ALBERT KOCHENDÖRFER.

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule und dem MAX-PLANCK-Institut für Metallforschung Stuttgart.)

Mit 6 Textabbildungen.

(Eingegangen am 25. März 1952.)

Einleitung.

Die Ursachen für die bei der plastischen Verformung von Einkristallen auftretende Verfestigung sind heute bei weitem noch nicht ausreichend geklärt. Man kennt man eine Reihe von sicher möglichen Verfestigungsarten, die in vereinfachten, meist einer zweidimensionalen Modellen theoretisch beschrieben wurden. Es steht auch außer Zweifel, daß bei Verformungen, die ohne besondere Vorsichtsmaßnahmen durchgeführt werden, stets mehrere Verfestigungsarten zusammenwirken. Aber gerade daraus ergeben sich immer wieder die beiden Fragen, ob eine oder mehrere der Verfestigungsursachen mit dem Verformungsvorgang als solchem im Realkristall notwendig verbunden sind und in welcher Weise bei einem bestimmten, allgemeineren Verformungsprozeß die verschiedenen Verfestigungsarten zusammenwirken.

Bei den bekannten Verfestigungsarten handelt es sich im einzelnen um die Wanderungsverfestigung, die Gleit- und die Spannungsverfestigung¹. Neuerdings wurden weitere Möglichkeiten der Verfestigungsbildung an Hand von dreidimensionalen Betrachtungen des Verformungsvorganges erörtert², wie etwa das Aufstauen von Versetzungslinien in Deformationsbändern, das Zusammentreffen von Versetzungen mit verschiedenen orientierten BURGERS-Vektoren sowie Einflüsse der Oberflächenbeschaffenheit. Einerseits scheinen diese jedoch zum Teil noch hypothetischen Charakter zu haben, andererseits dürften sie, soweit erkennbar, unter die genannten Begriffe der Gleit- und Spannungsverfestigung einzuordnen sein, soweit wir unter Gleitverfestigung ganz allgemein die Wechselwirkung zwischen den bei der Verformung in Funktion tretenden Versetzungen mit im Kristallgitter festgehaltenen Versetzungen und mit Spannungsverfestigung die Wechselwirkung zwischen schon vorher vorhandenen oder im Laufe der Verformung auftretenden raumfesten Eigenspannungsfeldern mit den wandernden Versetzungen (Spannungsverfestigung 1. Art), sowie die Verfestigung, die auf der Arbeit beruht, welche zur Erzeugung von inneren Spannungen notwendig ist (Spannungsverfestigung 2. Art), bezeichnen.

Bei dem allgemein üblichen, für die Untersuchung des plastischen Verhaltens von Einkristallen meist verwendeten Zugversuch, bei dem die Fassungen

starr mit der Apparatur verbunden sind, treten, wie schon seit langem bekannt, von den Fassungen ausgehend inhomogene Verbiegungen auf (Biegegleitung im Gegensatz zu einer homogenen, reinen Gleitung). Bereits H. MARK, M. POLANYI und E. SCHMID [3] haben diese Verbiegungen in ihren grundlegenden Arbeiten über die Zugverformung von Einkristallen diskutiert. Die genannten Inhomogenitäten kommen dadurch zustande, daß die Anisotropie des Gleitens in dem außerhalb der Fassungen befindlichen, verformten Teil des Kristalls eine Drehung des Kristallgitters erzwingt, während sich die Orientierung in den eingespannten Teilen nicht ändern kann. Der verbogene Bereich vermittelt dann zwischen den beiden verschieden orientierten Teilen (s. Abb. 1c). Derartige Verbiegungen führen sicher zu inneren Spannungen und einer damit verbundenen Spannungsverfestigung. Da sich die Inhomogenitäten makroskopisch sichtbar auf die unmittelbare Umgebung der Fassungen beschränken, hat man zunächst angenommen, daß hinreichend lange Kristalle einen homogen verformten Teil besitzen, in welchem sich die Gleitebenen frei drehen können und die Verfestigung keinen von den Verbiegungen herrührenden Spannungsverfestigungsanteil mehr enthält. Vollkommen frei von Spannungsverfestigung erfolgt aber das Gleiten auch in einem solchen Bereich nicht, wie der auf LAUE-Aufnahmen auftretende, durch Spannungen zweiter Art bewirkte Asterismus zeigt. Man hat daher angenommen, daß diese Spannungen mit dem Gleiten notwendig verknüpft sind (vgl. [4]).

Diese an sich plausible Vorstellung ist aber durch die Befunde, daß LAUE-Aufnahmen an schubverformten Kristallen keinen Asterismus zeigen, wieder problematisch geworden. Zuerst hat dies A. KOCHENDÖRFER [5] an Naphtalinkristallen nachgewiesen, später F. RÖHM und A. KOCHENDÖRFER [1] an Aluminiumkristallen. Diese Versuche haben, zusammen mit den Erholungsmessungen von F. RÖHM und W. SAUTTER [6] außerdem ergeben, daß sich die Eigenschaften der schub- und zugverformten Kristalle allgemein voneinander unterscheiden. So ist die Verfestigung bei Schub geringer sowie rascher und vollständiger erholbar als bei Zug und die latente Verfestigung hängt in beiden Fällen in verschiedener Weise von der gegenseitigen Lage der Gleitsysteme ab. Daraus wurde geschlossen [1], [7], daß die Schubverformung einen reineren Gleitvorgang darstellt als die Zugverformung und die Verbiegungen in der Umgebung der Fassungen sich auch bis in den makroskopisch homogen verformten Teil eines Kristalls auswirken können.

* Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurde teilweise bei der Arbeitstagung des MAX-PLANCK-Institutes für Metallforschung Stuttgart, April 1951 berichtet.

¹ Zur Definition dieser Verfestigungsarten s. F. RÖHM und A. KOCHENDÖRFER [1].

² Siehe z. B. die zusammenfassende Arbeit von N. F. MOTT [2].

Um diese Frage eindeutig zu klären, wurden Zugversuche mit frei drehbaren Fassungen ausgeführt, über die im Folgenden berichtet wird. Die Fassungen werden hierbei so gelagert, daß sie sich ebenso drehen können wie die Gleitebenen, wodurch, wie Abb. 1d modellmäßig veranschaulicht, das Gleiten unmittel-

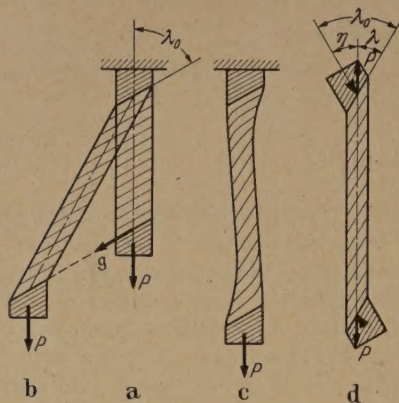


Abb. 1. Schematische Darstellung der Zugverformung von Einkristallen.

- a) Ausgangslage vor der Verformung;
- b) Dehnung durch reines Gleiten;
- c) Zugverformung mit starr angebrachten Fassungen (Biegegleitung);
- d) Zugverformung mit drehbaren Fassungen (freie Zugverformung).

Die enge Schraffur bezeichnet die eingespannten Teile.

bar an den Fassungen ohne inhomogene Verbiegungen des Kristalls einsetzen kann. Wir werden die Zugverformung bei frei drehbaren Fassungen bzw. diejenige bei starr mit der Apparatur verbundenen Fassungen kurz als „freie“ bzw. als „starre“ Zugverformung bezeichnen.

Als Versuchsmaterial wurde Reinstaluminium gewählt, da dafür in genügendem Umfang Messungen

die freie Zugverformung wesentlich über die von F. ROSI hinauszugehen.

Geometrie der freien Zugverformung.

Wird das eine Ende eines Einkristallstabes im Raum festgehalten, so dreht sich bei reinem Gleiten die Stabachse aus ihrer ursprünglichen Lage gemäß Abb. 1b heraus. Die Stabachse bleibt dabei in der Ebene, die durch die Anfangslage der Achse und die Gleitrichtung g gebildet wird. Die Drehachse steht also stets senkrecht auf Stabachse und Gleitrichtung. Bei der freien Zugverformung soll geometrisch dieselbe Gestaltsänderung zustandekommen, jedoch bei im Raum feststehender Stabachse. In diesem Fall müssen sich folglich die Fassungen in der gleichen Ebene und um denselben Winkel drehen wie vor der Zugverformung. Dies ist in Abb. 1d dargestellt. Man sieht, daß die Drehachse der Fassungen durch den Schnittpunkt der Stabachse mit der ersten Gleitebene, die sich ganz außerhalb der Fassungen befindet, geht. Dabei ist allerdings vorausgesetzt, daß der gegleitene Teil des Kristalls von zwei definierten Gleitebenen begrenzt ist und das Gleiten über diesen ganzen freien Bereich gleichmäßig erfolgt.

Der einer bestimmten Dehnung $\delta = \Delta l/l_0$ entsprechende Drehwinkel η der Fassungen ist offensichtlich gleich der Änderung des Winkels λ zwischen Stabachse und Gleitrichtung, also

$$\eta = \lambda_0 - \lambda.$$

Da zwischen λ und δ die bekannte Beziehung

$$\sin \lambda_0 / \sin \lambda = 1 + \delta$$

besteht, läßt sich $\eta = \eta(\delta)$ berechnen.

Versuchsanordnung.

Es wurde eine Zugapparatur nach dem POLANYISCHEN Prinzip verwendet, da Versuche mit konstanter Verformungsgeschwindigkeit geplant waren. Abb. 2a zeigt schematisch die verwendete Versuchsanordnung, Abb. 2b die Konstruktion der Fassung. Als Lagerung wurden gehärtete Stahlschneiden gewählt, die sich auf gleichartigen Pfannen, welche mit einer entsprechenden Kerbe mit größerem Winkel als die Schneiden versehen sind, drehen. Dadurch ist eine weitgehend reibungsfreie Drehung gewährleistet. Die Pfannen und Schneiden dienen gleichzeitig

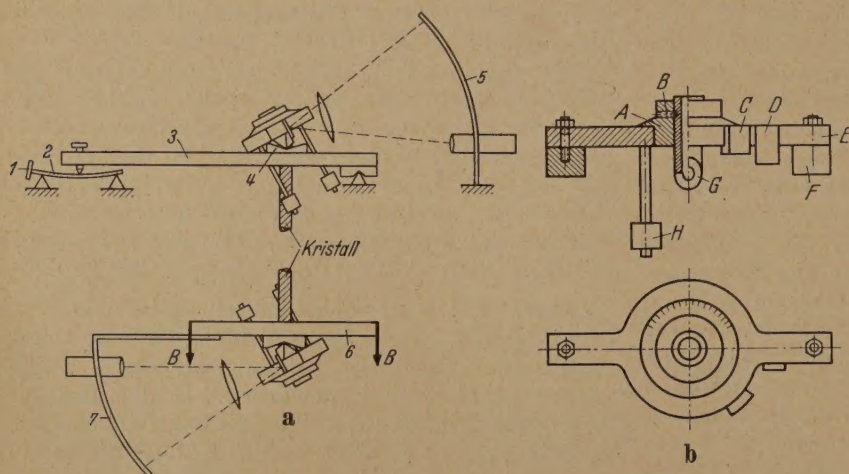


Abb. 2. Apparatur für freie Zugverformung.

- a) Gesamtanordnung (schematisch); b) Konstruktion der Fassungen.

über starre Zugverformung und Schubverformung vorliegen, mit denen wir unsere Ergebnisse vergleichen können.

Kürzlich hat F. ROSI [8] eine Arbeit veröffentlicht, in der ebenfalls eine Apparatur für freie Zugverformung beschrieben wird. Obwohl dort die Fassungen zwei Freiheitsgrade gegenüber einem bei uns besitzen, glauben wir, daß unsere Versuchsanordnung insgesamt den notwendigen Anforderungen besser gerecht wird. Da außerdem F. ROSI bis jetzt keine detaillierten Versuchsergebnisse veröffentlicht hat, scheinen die vorliegenden Untersuchungen über

Kraftübertragung. Die Lagerpfannen 4 für die obere Fassung sind auf einer hebelartig ausgeformten Platte 3 befestigt. Bei Belastung drücken deren freies Ende über eine Stahlspitze auf die Blattfeder 2. Durch den an der Feder befestigten Spiegel 1 wird über einen Lichtzeiger der Kraftverlauf auf einer mit konstanter Geschwindigkeit rotierenden Trommel photographisch aufgezeichnet. Die untere Lagerplatte 6 wird mittels eines geeigneten Antriebs in Richtung der Pfeile B mit konstanter Geschwindigkeit parallel nach unten bewegt.

Die zylindrischen Kristallstäbchen werden mit eiglatte-Glyzerinkitt und kleinen Schraubchen in Messinghülsen *G*, die auf der dem Kristall zugekehrten Seite unter dem Winkel der Gleitebene angefräst sind, so befestigt, daß die angefräste Ebene mit der Gleitebene im Kristall übereinstimmt. Die Hülsen stellen ein Zwischenstück zwischen dem Kristall und dem eigentlichen Fassungskörper dar. Ihre Gestalt hat sich in der beschriebenen Art als notwendig erwiesen, da bei Einspannung entlang der senkrecht zur Kristallachse verlaufenden Querschnitts das Gleiten nicht von einer definierten (der Kristall ganz außerhalb der Fassungen liegenden) Gleitebene ab gleichmäßig vor sich ging. Es ergaben sich vielmehr auch in dem Bereich, in dem die Gleitebenen teils innerhalb, teils außerhalb der Einspannungen lagen, plastische Verformungen, weshalb dann die Fassungen nicht einwandfrei drehbar waren.

Die Hülsen *G* selbst werden in den Fassungen durch eine Schraube *B* so festgehalten, daß die Schneidenachse (Drehachse) durch den Mittelpunkt der ellipsenförmigen Randfläche geht, welche die Gleitschicht begrenzt. Durch entsprechende Drehung des Einstellstückes *B* im Querbalken *E* läßt sich die Gleitrichtung senkrecht zur Schneidenachse einstellen. Auf diese Weise wird die Forderung erfüllt, daß die Drehachse durch den Schnittpunkt der Stabachse mit der ersten freien Gleitebene geht und senkrecht auf Stabachse und Gleitrichtung steht. Die auf kleinen Spindeln vertikal beweglichen Gewichte *H* und das horizontal verschiebbare Gewicht *C* erlauben es, den Schwerpunkt so zu verschieben, daß er auf die Schneidenachse zu liegen kommt. Diese Schwerpunkteinstellung ist notwendig, da erfahrungsgemäß sonst das statische Moment, welches das Gewicht der Fassung bezüglich der Schneidenachse ausübt, die Fassungsrotation störend beeinflusst.

An beiden Fassungen sind kleine Spiegel *D* befestigt, die es mit Hilfe eines Lichtzeigers und einer kreisförmig gebogenen Skala 5 bzw. 7 ermöglichen, die Winkellage der Fassungen zu messen. Die Messung erfolgt durch kurze, in gleichen Zeitabständen ausgelöste Lichtimpulse; die den jeweiligen Winkel auf einem an der Skala angebrachten Photopapier markieren. Da, wie erwähnt, die Dehnung mit konstanter Geschwindigkeit vor sich geht, entspricht der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Lichtimpulsen jeweils gleicher Dehnungszunahme. Immer gleichzeitig mit dem Auslösen der Lichtimpulse für die Winkelregistrierung wird der Strahlengang für die Aufzeichnung des Kraftverlaufes kurz unterbrochen. Somit ist eine eindeutige Zuordnung zwischen Dehnung, Kraft und Fassungsrotation möglich. Die Drehwinkelmeßeinrichtung der unteren Fassung ist fest mit der unteren Lagerplatte verbunden, nimmt also an der Bewegung teil, während diejenige der oberen Fassung feststeht. Die Empfindlichkeit der Drehwinkelmeßeinrichtung beträgt rund 0,1 mm Ausschlag pro Winkelminute. Ein größerer Meßfehler kann nur beim Festlegen des Nullausschlages (Kristall unverformt) vorkommen. Ein solcher wirkt sich jedoch lediglich als Parallelverschiebung der gesamten Drehwinkel-Dehnungskurve aus.

Versuchsführung und Meßergebnisse.

Die Untersuchungen wurden an zylindrischen Einkristallstäbchen von 4 mm Durchmesser bei Zimmertemperatur durchgeführt. Das verwendete Aluminium hatte einen Reinheitsgrad von 99,998%. Die Einkristalle wurden nach dem Verfahren von P. W. BRIDGMAN [9] im Herablaßofen hergestellt. Die Orientierungsbestimmung erfolgte mit Hilfe von LAUE-Rückstrahlungen mit einem maximalen Fehler von $\pm 2^\circ$. Abb. 3 zeigt die Ausgangslagen der Stabachsen von allen verwendeten Kristallen in einem Grunddreieck der stereographischen Projektion.

Zunächst wurden Kristalle von etwa 90 mm Länge bis zu einer Abgleitung von 25–35%¹ freier Zugverformung unterworfen. Dabei zeigte sich in allgemeiner Hinsicht:

1. Nur bei den Kristallen, deren Orientierung in Abb. 3 durch ausgefüllte Quadrate bezeichnet ist,

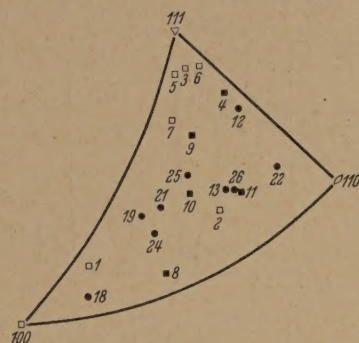


Abb. 3. Orientierung der unverformten Kristalle in stereographischer Projektion.

- kurze Kristalle mit befriedigender Fassungsrotation;
- kurze Kristalle mit unbefriedigender Fassungsrotation;
- lange Kristalle für die Vergleichsmessungen.

drehten sich die Fassungen ohne allzu große Abweichungen von den nach Gleichung (1) und (2) aus der Dehnung berechneten Werten (Endabweichung bis zu etwa $\pm 2^\circ$). Das sind hauptsächlich die Orientierungen im mittleren Bereich des Grunddreiecks in Abb. 3, bei denen sich die Azimute der tiefsten Punkte von Gleitebene und Gleitrichtung nur wenig unterscheiden.

2. Die kritischen Schubspannungen sind zwar durchschnittlich etwas kleiner als bei den starren Zugversuchen von F. RÖHM und A. KOCHENDÖRFER [10], die Material desselben Reinheitsgrades verwendeten, die Verfestigungs-Abgleichungskurven² aber stimmen innerhalb des Streubereichs mit den von RÖHM gemessenen überein. Da die letzteren jedoch eine Streuung von $\pm 17\%$ aufweisen, so läßt sich daraus nur entnehmen, daß die Unterschiede zwischen freier und starrer Zugverformung — wenn solche überhaupt vorhanden sind — innerhalb dieses relativ großen Bereichs liegen müssen.

Da die Streuung der Verfestigungskurven vorwiegend durch Unterschiede in den Eigenschaften

¹ Die Verformung wurde grundsätzlich nur im Gebiet der Einfachgleitung durchgeführt, d. h. vor Erreichen einer symmetrischen Lage (Grenze des Orientierungsdreiecks) und dem damit verbundenen Einsetzen von ausgiebiger Doppelgleitung abgebrochen.

² Die Umrechnung der Spannungs-Dehnungskurven in die Verfestigungs-Abgleichungskurven geht für freie Zugverformung in genau derselben Weise vor sich, wie bei starrer Zugverformung.

der einzelnen Kristalle (Orientierung, Vorgeschichte) und nicht durch unmittelbare Meßfehler verursacht wird, so bestand nur dann die Möglichkeit, die Unterschiede zwischen beiden Verformungsarten genau

baren und starr angebrachten Fassungen verformt. Zur Durchführung der starren Verformung wurde in die Apparatur zangenförmige, nicht drehbare Fassungen eingesetzt. Um die registrierten Kraft-Verlängerungskurven unmittelbar vergleichen zu können, wurde die Länge der beiden Kristallhälften immer so gewählt, daß bei gleichen Verlängerungen auch die Dehnung dieselbe war. Um dies zu erreichen, mußten die Kristalle bei den starren Fassungen etwas länger gemacht werden als bei den freidrehbaren Fassungen, da bei ersteren die makroskopisch verbogenen Teile einen geringeren Beitrag zur Verlängerung geben als der makroskopisch homogen verformte Teil. Durch zwei eingeritzte Marken wurde in jedem Falle nachgeprüft, ob diese Bedingung tatsächlich erfüllt war.

Weiterhin verwendeten wir auf Grund der Erfahrungen bei den kurzen Kristallen zu den weiteren Versuchen nur noch Proben, deren Ausgangsorientierung nicht allzu nahe an den Grenzen des Grunddreiecks lag und bei denen die Azimute von Gleitrichtung und tiefstem Punkt der Gleitebene nur wenig verschieden waren, da nur von solchen mit größerer Wahrscheinlichkeit eine einwandfreie Drehung der Fassungen zu erwarten war.

Wir behandeln nun die Meßergebnisse im einzelnen:

a) Kritische Schubspannung.

Tabelle 1 zeigt die kritischen Schubspannungswerte sämtlicher gedehnten Kristalle. Für die kurze frei zugverformten und die beiden verschiedenen beanspruchten Hälften der langen Kristalle wurde jeweils getrennt der Mittelwert berechnet. Es fällt auch hier auf, daß die mittleren Fehler dieser Werte in allen drei Fällen sehr groß sind. Wichtig ist jedoch, daß trotzdem die drei Mittelwerte von einander nur um maximal 7 g/mm² abweichen. Der Unterschied zwischen freier und starrer Zugverformung bei den Vergleichsmessungen an langen Kri-

Tabelle 1.
Kritische Schubspannung

a) Kurze Kristalle.

Krist. Nr.	τ_0 [g/mm ²]
4	163
5	166
8	115
10	85
11	125
Mittelwert	131 ± 34

b) Lange Kristalle.

Krist. Nr.	frei zugverf. Hälfte τ_0 [g/mm ²]	starr zugverf. Hälfte τ_0 [g/mm ²]
12	175	180
13	97	117
18	145	145
19	138	154
21	133	133
22	100	100
25	131	—
26	74	78
Mittelwert	124 ± 32	129 ± 34

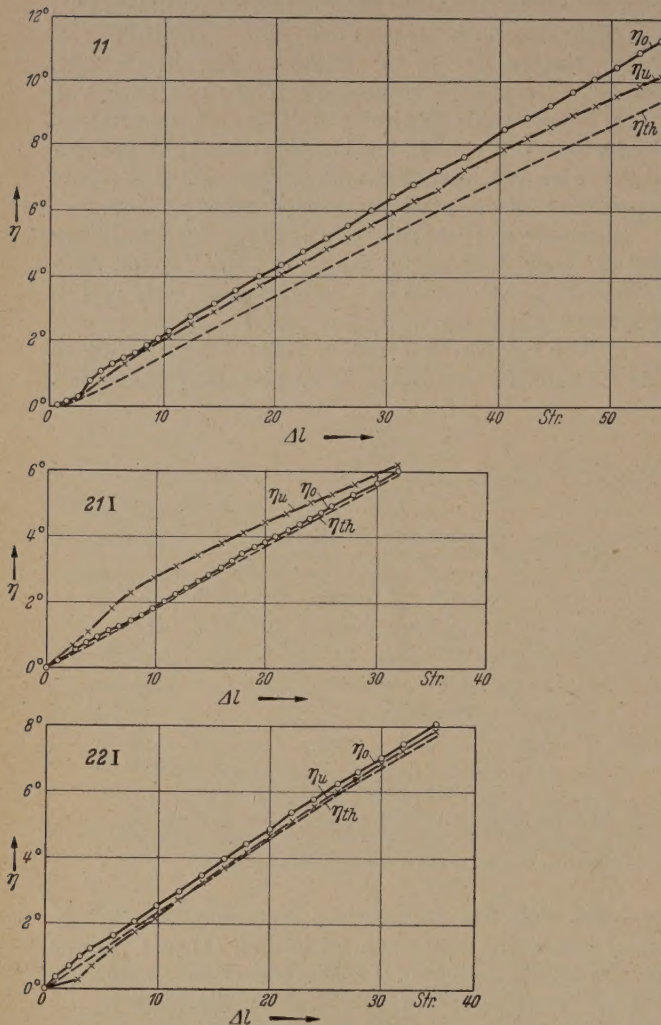


Abb. 4. Fassungs-drehwinkelkurven der Kristalle Nr. 11, 21 I, und 22 I.

η_0 Winkel der oberen Fassung;

η_u Winkel der unteren Fassung;

η_{th} aus der Dehnung berechneter Winkel.

Abszissen-Maßstab: Anzahl der Registrierstriche;

10 Str. \approx 2 mm, entspricht einer Dehnung von etwa 4–5%.

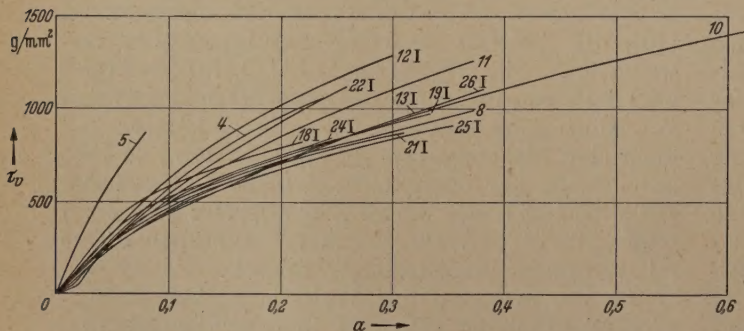


Abb. 5. Verfestigungskurven der frei zugverformten Kristalle.

$\tau_v = \tau - \tau_0$; τ jeweils herrschende Schubspannung, τ_0 kritische Schubspannung;

α Abgleitung.

zu messen, wenn sie an Kristallen gleicher Orientierung und Vorbehandlung vorgenommen werden konnten. Es wurden daher 180 mm lange Kristalle hergestellt, in der Mitte vorsichtig zersägt und unter sonst gleichen Bedingungen je eine Hälfte mit frei dreh-

stallen beträgt bezüglich der Mittelwerte sogar lediglich 5 g/mm² (4%); bei den einzelnen Kristallen ist er meist noch kleiner. Die kritische Schubspannung ist also bei freier und starrer Zugverformung praktisch gleich groß.

b) Fassungs-drehung.

Abb. 4 zeigt einige typische Fassungs-drehkurven. Man sieht, daß die Drehung nicht genau dem nach Gleichung (1) und (2) berechneten Verlauf folgt. Die Abweichungen sind zu Beginn des Gleitens am größten. Bei stärkerer Verformung verlaufen die gemessenen Kurven meist recht genau parallel zur berechneten. Die Beträge, um die die Endwerte von den theoretischen Werten abweichen, sind meist kleiner als $\pm 1^\circ$, höchstens etwa $\pm 2^\circ$.

c) Verfestigung.

Die Verfestigungskurven (Verfestigung als Funktion der Abgleitung) sämtlicher frei zugverformter Kristalle sind in Abb. 5 eingezeichnet¹. Im allgemeinen überdecken sie denselben Streubereich wie die von F. RÖHM bei starrer Zugverformung gemessenen Kurven. Bei näherer Betrachtung zerfallen sie jedoch in zwei Gruppen. Die Mehrzahl liegt sehr eng beieinander. Es sind dies die Kurven der Kristalle Nr. 10, 13, 19, 21, 24, 25, 26. Die Anfangsorientierungen dieser Kristalle befinden sich im mittleren Bereich des Grunddreiecks (s. Abb. 3), sie haben also einen günstigen Orientierungsfaktor. Die Kurven der Kristalle Nr. 18, 4, 22, 12, 5 liegen demgegenüber größere Unterschiede und liegen alle bei höheren Werten als die Kurven der vorgenannten Gruppe. Nach Abb. 3 handelt es sich hierbei ausschließlich um Kristalle mit Anfangsorientierungen in der Nähe der Grenzen des Grunddreiecks.

Im Großen und Ganzen weisen sämtliche Verfestigungskurven einen parabelähnlichen Verlauf auf. Sie unterscheiden sich aber sehr wesentlich in der Form ihrer Anfangsteile unterhalb etwa 1–2% Abgleitung. Die einen zeigen bereits unmittelbar nach der Streckgrenze die parabelähnliche Gestalt mit anfänglich relativ großer Steigerung, während die anderen nach Überschreiten der Streckgrenze, wie schon verschiedentlich beobachtet, zuerst — bis zu einer Abgleitung von ungefähr 0,5–1% — bei geringer Steigerung annähernd linear verlaufen und dann mit einem mehr oder weniger stark ausgeprägten Knick in den steileren, parabelähnlichen Teil abgehen. Der lineare Anfangsteil mit nachfolgendem Knick ist sehr verschieden deutlich ausgebildet. In der näheren Näherung nimmt die Neigung, ihn zu bilden, mit der Entfernung der Anfangslage der Stabachse von den Grenzen des Grunddreiecks zu. (Zur Erklärung dieser Erscheinung und ihrer Orientierungshängigkeit s. F. RÖHM und J. DIEHL [11].)

Wir vergleichen nunmehr die Registrierkurven der frei und starr zugverformten Hälften der langen Kristalle miteinander. In Abb. 6 sind für drei der untersuchten Kristalle die beiden Registrierkurven wiedergegeben (I frei, II starr zugverformte Hälfte). Die Kurven der übrigen Kristalle haben ein ganz ähnliches Aussehen. Die Registrierkurve der starr zugverformten Hälfte liegt, von einer Ausnahme abgesehen, stets höher als diejenige des frei zugverformten Kristalls, allerdings im Mittel nur um etwa 3%. Bei einer Probe wurden ausnahmsweise

beide Hälften gleichermaßen freier Zugverformung unterworfen. Dabei ergab sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung der beiden Registrierkurven. Dieses Ergebnis sowie die Tatsache, daß die beiden zusammengehörenden Kurven der übrigen Kristalle (mit verschiedenen beanspruchten Hälften) trotz der großen Schwankungen von Kristall zu Kristall stets etwa gleich große und gleich gerichtete Unterschiede aufweisen, bestätigen besonders klar, daß die große Streuung zwischen verschiedenen Kristallen auf den individuellen Eigenschaften der einzelnen Proben beruht und zeigen, daß bezüglich der Verfestigung im betätigten Gleitsystem bis auf eine Differenz von einigen wenigen Prozenten kein

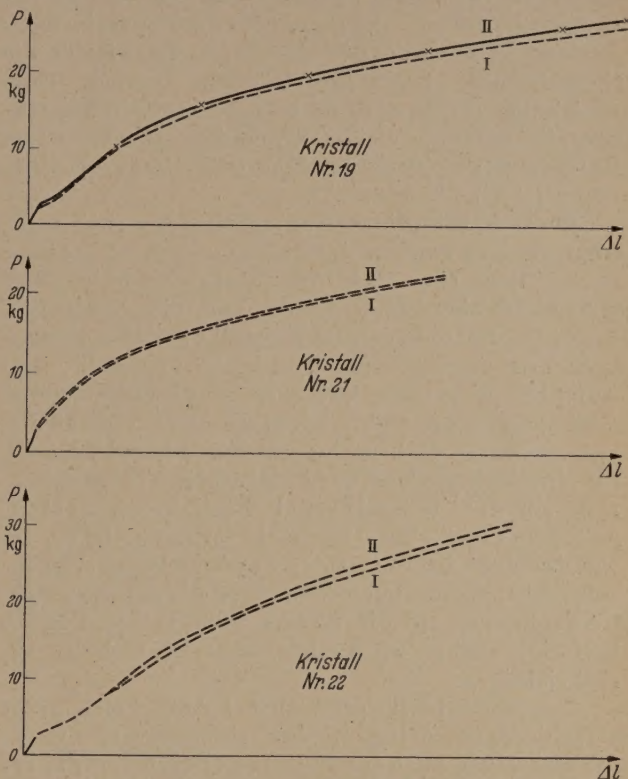


Abb. 6. Spannungs-Dehnungs- (bzw. Kraft-Verlängerungs-) Registrierkurven der langen Kristalle.
I frei zugverformte Hälfte;
II starr zugverformte Hälfte.

wesentlicher oder charakteristischer Unterschied zwischen freier und starrer Zugverformung besteht.

d) Verfestigung der latenten Gleitsysteme und Erholung.

Um weitere Aufschlüsse darüber zu erhalten, ob tatsächlich das plastische Verhalten bei beiden Verformungsarten dasselbe ist, wurde an einigen Kristallen die Verfestigung in je 8 der 11 latenten Gleitsysteme nach dem von F. RÖHM und A. KOCHENDÖRFER [1], [10] verwendeten Verfahren gemessen und außerdem die mechanische Erholung bei 400°C und verschiedenen Glühzeiten in der von W. SAUTTER [6], [12] angegebenen Weise bestimmt. Bei diesen Untersuchungen wurden wiederum lange Kristalle verwendet und die beiden verschieden verformten Hälften sonst gleichen Bedingungen unterworfen. Die latente Verfestigung zeigte qualitative, zum Teil auch quantitative Übereinstimmung einerseits zwischen den beiden verschieden verformten

¹ Von den kurzen Kristallen sind lediglich diejenigen geführt, bei denen tatsächlich eine freie Zugverformung festgestellt wurde, die Drehwinkel also in befriedigender Weise der theoretischen Kurve folgten.

Kristallhälften und andererseits zwischen unseren Ergebnissen und den von F. RÖHM [10] für starre Zugverformung erhaltenen.

Bei den Erholungsmessungen stimmten die Werte von frei und starr zugverformtem Kristallteil bei verschiedenen Glühzeiten ebenfalls weitgehend überein. Es wurden also auch bei der latenten Verfestigung und der Erholung keine wesentlichen Verschiedenheiten zwischen freier und starrer Zugverformung gefunden.

e) LAUE-Aufnahmen der verformten Kristalle.

Nach der Verformung wurden LAUE-Aufnahmen der einzelnen Kristalle angefertigt und die Orientierung der verformten Proben bestimmt. Aus der Orientierungsänderung gegenüber dem unverformten Zustand konnte die Gitterdrehung, die wir für die theoretischen Fassungs-drehkurven vorher nach Gleichung (2) berechnet hatten, empirisch nachgeprüft werden. Beide Ergebnisse stimmten im Rahmen der Fehlergrenze der Orientierungsbestimmung ($\pm 2^\circ$) überein.

Da sich bei beiden Zugverformungsarten mehr oder weniger starker Asterismus zeigte und dieser bekanntlich ein Maß für makroskopische und mikroskopische Verbiegungen und die damit verbundenen Spannungen im Kristall darstellt, wurden auch hier systematische Vergleiche angestellt. Die Aufnahmen wurden unter sonst gleichbleibenden Bedingungen an mehreren Stellen der verschiedenen beanspruchten Hälften hergestellt. Die Schwärzung der einzelnen Reflexe war häufig recht uneinheitlich, was sich wohl weitgehend als Einfluß von Unebenheiten der geätzten Oberfläche erklären läßt. Da wir uns aber im allgemeinen auf qualitative Beobachtungen beschränken wollen und die Schwärzungsschwankungen auf die Fleckengröße keinen Einfluß hatten, brauchen wir sie im Folgenden nicht zu berücksichtigen.

Insgesamt bestätigte sich bei Aufnahmen unter verschiedenen Azimuten der Primärstrahlrichtung für starre wie auch für freie Zugverformung die bekannte Beobachtung, daß die Ausdehnung der Flecken bei Einstrahlung unter dem Azimut der Gleitrichtung am größten ist, während sie bei einem um 90° größeren oder kleineren Azimut ein Minimum hat, ja zum Teil kaum von der beim unverformten Kristall abweicht. Dies weist nach W. G. BURGERS [4] darauf hin, daß die Achse der den Asterismus verursachenden Verbiegungen etwa in der Gleitebene senkrecht zur Gleitrichtung liegt. Die Größe der Winkelstreuung innerhalb des beleuchteten Bezirks ergab sich aus den in die stereographische Projektion umgezeichneten Endpunkten der meist strichförmigen Reflexe für Einstrahlungen unter dem Azimut der Gleitrichtung nach etwa 25% Abgleitung zu $5-10^\circ$.

Bei Aufnahmen in der Mitte des Kristalls sind wiederum praktisch keine Unterschiede zwischen freier und starrer Zugverformung festzustellen. Lediglich in der Nähe der Einspannungen wird der Asterismus bei starr zugverformten Proben in Richtung auf die Fassungen hin merklich größer, während bei freier Zugverformung auch dicht an den Fassungen die Verzerrungen der Reflexe kaum stärker sind als in der Mitte des Kristalls.

Diskussion.

Bevor Schlußfolgerungen aus den Ergebnissen der verschiedenen Untersuchungen gezogen werden scheint es notwendig, zu prüfen, inwieweit unsere mit den drehbaren Fassungen durchgeführte Verformung tatsächlich als von makroskopischen Verbiegungen freie Zugverformung anzusprechen ist. Offensichtlich ist dies streng genommen in all den Fällen nicht möglich, in denen merkliche Fehler bei den Drehwinkelkurven festgestellt wurden. Möglicherweise auch teilweise auf einer fehlerhaften Festlegung des Anfangswertes für die Winkelmessungen beruhen, so bleibt doch die Tatsache bestehen, daß sich auch beim Verwenden der drehbaren Fassungen eine gewisse Verbiegung der Gleitlamellen einstellen.

Die Tatsache, daß zu Beginn der plastischen Dehnung diese Abweichungen von der idealen Drehung am größten sind, mag darauf beruhen, daß in diesem Bereich die einer nicht idealen Drehung der Fassungen entgegenwirkenden Momente infolge der sehr geringen Verfestigung außerordentlich klein sind und sich deshalb die unvermeidbaren Ungenauigkeiten bei der Einspannung besonders stark auswirken können. Außerdem wird ein Teil der anfänglichen Unregelmäßigkeiten darauf beruhen, daß das Gleiten nicht gleichmäßig über die ganze Länge des Kristalls einsetzt.

Jedenfalls stellen aber die bei freier Zugverformung auftretenden Verbiegungen nur einen kleinen Bruchteil derjenigen bei starrer Zugverformung dar. II. Einfluß sollte deshalb entsprechend gering sein. In sich außerdem im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Abhängigkeit der Differenz der Verfestigungskurven zwischen freier und starrer Verformung von der Größe der Drehwinkelfehler feststellen läßt und auch bei dem Kristall Nr. 22 keine größeren Verfestigungsunterschiede als bei anderen auftreten, obwohl dessen Drehwinkelkurven sehr gut mit der theoretischen Kurve übereinstimmen, kann man von dem Einfluß der Drehwinkelfehler offenbar ganz absehen.

Nach dieser Klarstellung sollen nun die einzelnen Ergebnisse diskutiert werden.

Bei den beiden Zugverformungsarten unterscheidet sich bis zum Erreichen der Streckgrenze die Beanspruchung nicht. Erst nach Einsetzen des Fließens wirkt sich bei starrer Führung der Fassung die Verbiegungen herbeiführende Zwang aus. Deshalb ist es nicht verwunderlich, daß die kritische Schubspannung bei freier und starrer Zugverformung praktisch gleich groß ist.

Die zwangsläufigen Verbiegungen bei starrer Fassung führen, wie die Vergleiche an den Spannungs-Dehnungskurven zeigen, zu einer Erhöhung der Verfestigung, die aber außerordentlich gering ist und nur wenige Prozent der Gesamtverfestigung beträgt. Diese kleine zusätzliche Verfestigung ist wohl als Spannungsverfestigung 2. Art anzusprechen, da sie auf makroskopischen Verbiegungen beruht. Die Zunahme des LAUE-Asterismus in der Nähe der Fassungen zeigt, daß sich die Verbiegungen vornehmlich in deren unmittelbarer Umgebung ausbilden.

Da sich auch bezüglich der Verfestigung in den latenten Gleitsystemen und der Erholungsfähigkeit der Verfestigung im betätigten System keine b

unterschiedlichen Verschiedenheiten der beiden Verformungsarten herausstellten, muß als hauptsächliches Ergebnis der vorliegenden Untersuchungen festgestellt werden, daß kein wesentlicher oder charakteristischer Unterschied zwischen den Eigenschaften von weich und starr zugverformten Einkristallen besteht. Der Einfluß der infolge der starren Führung der Versetzungen beim normalerweise üblichen Zugversuch auftretenden Verbiegungen ist somit jedenfalls für ein Verhältnis zum Durchmesser lange Kristalle ($l \geq 10$) vernachlässigbar klein. Er ist deshalb auch nicht in der Lage, die Unterschiede zwischen Zugverformung und Schubverformung hinreichend zu erklären.

Es scheint demnach, daß diese Unterschiede vor allem in der Verschiedenheit des Gesamtspannungsstandes begründet liegen. Dies würde allerdings eine Einschränkung der Allgemeingültigkeit des HUBER-SCHUBSPANNUNGSGESETZES bedeuten, da es lediglich die Größe der Schubspannungskomponente im betätigten Gleitsystem für das plastische Verhalten eines Einkristalls maßgebend sein soll. Auch unsere Feststellungen über eine gewisse Orientierungsabhängigkeit der Verfestigungsgleichungskurven und ihrer Anfangsteile weisen auf eine solche Einschränkung hin. Denn offenbar haben bei der Zugverformung auch die Schubspannungskomponenten in nicht betätigten Gleitsystemen einen Einfluß auf das plastische Verhalten des Kristalls, vor allem auf die Verfestigung im betätigten System und zwar in dem Sinne, daß sie je einer umso größeren Verfestigung führen je niedriger sie sich von der Schubspannung im betätigten System unterscheiden (Kristalle im Randgebiet des Orientierungsdreiecks), wobei sie aber stets kleiner sind als diese. Inwieweit ein solcher Einfluß der Schubspannungen in nicht betätigten Gleitsystemen auf die plastischen Eigenschaften zugverformter Kristalle vorhanden ist, wird zur Zeit noch untersucht.

Zusammenfassung.

Um bei der allgemein üblichen Zugverformung von Einkristallen, bei welcher die Fassungen starr mit der Zugapparatur verbunden sind, die makroskopischen Verbiegungen der Gleitlamellen in der Umgebung der Fassungen zu vermeiden, die deshalb auftreten, weil die Umorientierung des Gitters nur unter Zwang erfolgen kann, wurde eine Zugapparatur

nach dem POLANY-Prinzip entwickelt, in der sich die Fassungen während der Verformung frei drehen können. Anfängliche Versuche an Aluminiumkristallen ergaben innerhalb der relativ großen Streubereiche annähernde Übereinstimmung der Werte der kritischen Schubspannung und der Verfestigung mit den Werten, die andere Autoren bei starrer Zugverformung erhielten.

Es wurden daraufhin besonders lange Aluminiumkristalle halbiert und je eine Hälfte bei drehbaren und bei starr angebrachten Fassungen verformt. Damit war es möglich, unabhängig von den Streuungen infolge der individuellen Kristalleigenschaften auch geringe Unterschiede zwischen beiden Verformungsarten quantitativ festzustellen. Mit solchen Vergleichsmessungen wurden die kritische Schubspannung, der Verfestigungsverlauf im betätigten Gleitsystem, die Endverfestigung in latenten Gleitsystemen und die Erholungsfähigkeit sowie der LAUE-Asterismus mit Rückstrahlaufnahmen untersucht. Die Versuche ergaben nur geringfügige Unterschiede zwischen freier und starrer Zugverformung. Damit ist nachgewiesen, daß die bei starr angebrachten Fassungen in deren Umgebung auftretenden Kristallverbiegungen bei genügend langen Kristallen nur einen unwesentlichen Einfluß auf das plastische Verhalten zugverformter Einkristalle haben.

Herrn Professor Dr. DEHLINGER danken wir für wertvolle Diskussionen und Anregungen.

Literatur. [1] RÖHM, F. u. A. KOCHENDÖRFER: Z. Metallkunde **41**, 265 (1950). — [2] MOTT, N. F.: Proc. Phys. Soc. B **64**, 729 (1951). — [3] MARK, H., M. POLANYI u. E. SCHMID: Z. Physik **12**, 58 (1923). — [4] BURGERS, W. G.: Handbuch der Metallphysik III, II. Teil. Akad. Verlagsgesellschaft Leipzig 1941. — [5] KOCHENDÖRFER, A.: Plastische Eigenschaften von Kristallen und metallischen Werkstoffen. Berlin: Springer 1941. — [6] RÖHM, F. u. W. SAUTER: Z. Metallkunde **42**, 289 (1951). — [7] KOCHENDÖRFER, A.: Z. Physik **126**, 548 (1949). — [8] ROSI, F.: Rev. Scient. Instr. **22**, 708 (1951). — [9] BRIDGMAN, P. W.: Proc. Nat. Acad. Amer. **10**, 411 (1924). — [10] RÖHM, F. u. A. KOCHENDÖRFER: Z. Naturforschung **3a**, 648 (1948); RÖHM, F.: Dissertation T. H. Stuttgart 1948. — [11] RÖHM, F. u. J. DIEHL: Z. Metallkunde **43**, 126 (1952). — [12] SAUTER, W.: Diplomarbeit T. H. Stuttgart 1949.

Dipl.-Phys. J. DIEHL, Institut für theor. u. angew. Physik der T. H. Stuttgart und Max-Planck-Institut für Metallforschung Stuttgart, Seestraße 71.

Prof. Dr. A. KOCHENDÖRFER, nunmehr: Max-Planck-Institut für Eisenforschung Düsseldorf, A.-Thyssenstr. 1.

Röntgenographische Dickenmessung von galvanischen Schichten mit Hilfe eines Zählrohr-Interferenzgoniometers.

Von V. GEROLD, Stuttgart.

(Aus dem Röntgeninstitut der Technischen Hochschule Stuttgart.)

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 22. Februar 1952.)

I. Die bisher bekannten röntgenographischen Methoden.

Als zerstörungsfreie Verfahren zur Schichtdickenmessung sind neben kapazitiven [1], magnetischen [2] und optischen [3] Methoden auch röntgenographische Verfahren bekannt geworden:

1. Schichtdickenmessung durch Anregung der Eigenstrahlung der Unterlage und Messung der Schwächung dieser Eigenstrahlung in der Deckschicht [1].

An Hand der Schwärzung eines Röntgenfilmes kann die Schichtdicke bestimmt werden. Als Bei-

spiel ist die Messung von Zinkschichten auf Eisenblechen mit Cu-Strahlung angegeben; der Meßbereich geht von 1 bis 20 μ . An Stelle des Filmes kann auch ein Zählrohr benutzt werden [4].

Auf diese Art lassen sich nur Schichten messen, wenn die Unterlage eine niedrigere Atomnummer hat als die Deckschicht. Es können z. B. Nickelschichten auf einer Messingunterlage nicht bestimmt werden, weil hier die Eigenstrahlung der Deckschicht ange-regt wird.

2. Schichtdickenmessung aus dem Intensitätsverhältnis zweier Interferenzlinien der Unterlage [5].

Es wird die Schwächung zweier Rückstrahlinterferenzen bei senkrechtem Einfall der Primärstrah-

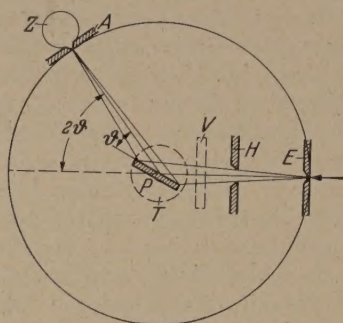


Abb. 1. Anordnung des Zählrohrgoniometers.
H, V = horizontale und vertikale Divergenzbegrenzungsblende.

lung gemessen. Beide Linien werden zugleich auf einer kegelförmigen Filmkamera fokussiert aufgenommen. Ist das Intensitätsverhältnis I'_1/I'_2 der ungeschwächten Linien bekannt, so kann aus dem gemessenen Intensitätsverhältnis I_1/I_2 der geschwächten Linien die Schichtdicke bestimmt werden nach der Formel

$$D = \frac{1}{\tau \log e} \frac{(\log I'_1/I'_2 - \log I_1/I_2) \cos 2 \vartheta_1 \cos 2 \vartheta_2}{\cos 2 \vartheta_1 - \cos 2 \vartheta_2}, \quad (1)$$

τ = Schwächungskoeffizient der Deckschicht¹

ϑ = BRAGGScher Glanzwinkel der jeweiligen Interferenz.

Die Meßgenauigkeit dieses Verfahrens ist nur dann günstig, wenn die beiden Linien weit auseinander liegen. Außerdem ist das Verhältnis I'_1/I'_2 bei technischen Werkstücken auch noch abhängig von Bearbeitungstexturen und inneren Spannungen, so daß dadurch zusätzliche Fehler auftreten können.

3. Schichtdickenmessung aus dem Intensitätsverhältnis zweier dicht beieinanderliegender Interferenzlinien von Schicht und Unterlage [6].

Diese Methode ist bei Oxydkathoden aus BaO mit einer SrO-Schicht angewandt worden. Es werden Formeln abgeleitet, die es gestatten, bei ebenen und zylindrischen Proben die Schichtdicken zu bestimmen. Für eine ebene Probe lautet die Formel unter der Annahme $\vartheta_1 \approx \vartheta_2$:

$$D = \frac{1}{\tau_1 y} \ln \left(\frac{I_1 N_2^2 p_2 F_2^2 \tau_1}{I_2 N_1^2 p_1 F_1^2 \tau_2} + 1 \right), \quad (2)$$

mit

$$y = \left(\frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin (2 \vartheta - \alpha)} \right),$$

¹ In dieser Arbeit wird der Schwächungskoeffizient mit dem Buchstaben τ bezeichnet, um eine Verwechslung mit der Größe $\mu = 10^{-3}$ mm zu vermeiden.

α = Einfallswinkel der Primärstrahlung

N = Zellenzahl/cm

p = Flächenhäufigkeit

F = Strukturfaktor

τ = Schwächungskoeffizient

I = Intensität der Interferenzlinie

1 = Index der Deckschicht

2 = Index der Unterlage.

Die Anwendung dieses Verfahrens auf technische Werkstücke läßt ebenfalls große Fehler erwarten, die Deckschicht bei galvanischen Überzügen sei starke Textur zeigt, die das Intensitätsverhältnis der Interferenzlinien um Größenordnungen verfälschen kann.

4. Schichtdickenmessung aus der Schwächung einer Interferenzlinie der Unterlage [7].

Zur Messung der Intensitäten wird ein Zählrohr Interferenzgoniometer verwandt. Es wird eine ebene Probe unter dem BRAGGSchen Winkel ϑ einer Interferenzlinie der Unterlage primär angestrahlt (Fokussierungsmethode, siehe w. u.) und die Intensität dieser Linie mit dem Zählrohr gemessen. Ist I_0 die Intensität der ungeschwächten Interferenzstrahlung, I die Intensität der gleichen Interferenz bei Schwächung durch die zu messende Schicht, so erhält man die Schichtdicke aus der Formel:

$$D = \frac{\sin \vartheta}{2 \tau} \ln (I_0/I).$$

Man mißt also einmal die Interferenzlinie einer Vergleichsprobe, die keine Deckschicht besitzt und dann bei gleicher Intensität der Primärstrahlung die Interferenzlinie der Probe mit der Deckschicht.

Bei diesem Verfahren wird vorausgesetzt, daß die Intensität I_0 der Interferenzlinie eine konstante Größe ist. Wie schon bei den anderen Verfahren erwähnt, ist das nicht der Fall. Untersuchungen, die im Verlauf dieser Arbeit gemacht wurden, zeigen, daß Abweichungen bis zu 50% auftreten können. Doch hat das letztgenannte Verfahren den Vorteil, daß es einfach ist und auch die größte Genauigkeit hat, wenn es gelingt, den Einfluß der Textur auf die Intensität der Linie zu beseitigen. Es wurde daher bei den folgenden Versuchen diese Methode der Schichtdickenmessung benutzt.

II. Der apparative Aufbau zur Schichtdickenmessung

a) Das Zählrohr-Interferenzgoniometer.

Dieses Gerät dient insbesondere zur Feinstrukturuntersuchung von polykristallinen Materialien. In der Mitte des Goniometerkreises befindet sich eine drehbare Präparatetisch T (Abb. 1), auf den das Präparat P mit einer ebenen Oberfläche justiert wird. Am Rand des Teilkreises sitzt der feste Eintrittsspalt E für die primäre Röntgenstrahlung und das schwenkbare Zählrohr Z mit dem Zählrohrspalt A .

Zur Ausmessung eines DEBYE-SCHERRER-Diagramms wird die Fokussierungsmethode von BRAGG [10] angewandt. Bei dieser Methode ist jeweils der Anstellwinkel der Präparatoberfläche zur Primärstrahlung gleich dem Winkel ϑ , wenn das Zählrohr unter einem Winkel 2ϑ zum Primärstrahl steht. In der Abbildung ist die spaltförmige Eintrittsblende und die spaltförmige Zählrohrblende haben vom Teilkreismitelpunkt d

ischen Abstand. Diese Anordnung hat zur Folge, daß die Fokussierungsbedingung bei jedem Winkel θ erfüllt ist. Die Bewegungen von Zählrohr und Präparat sind miteinander gekoppelt, so daß nur eine einmalige Einjustierung des Präparates notwendig ist.

Bei dem vom Laboratorium R. BERTHOLD, Wild [8], hergestellten Gerät kann die Stellung des Zählrohrs auf dem Teilkreis mit Hilfe eines Nonius eine Minute genau abgelesen werden, wobei sich diese Messung auf den Winkel θ des Präparates bezieht¹. Die Bewegung des Zählrohrs erfolgt mittels einer gekoppelten Handräder mit einer Teilung von Winkelsekunden.

In Abänderung der BERTHOLDschen Anordnung wurde als Eintrittsspalt E der strichförmige Brennpunkt einer vierfenstrigen MÜLLER-Röhre benutzt [11]. Wegen der dabei auftretenden Divergenz der Primärstrahlung in der Vertikalen war es erforderlich, eine vertikale Begrenzungsblende V unmittelbar vor das Präparat zu setzen.

Die Strahlungsintensität wird mit einem Zählrohr gemessen, welches eine Edelgasfüllung mit Dampfdruck hat [9]. Es arbeitet im Auslösebereich, in dem die Zahl der ausgelösten Impulse proportional der fallenden Strahlungsintensität ist, gleichbleibende Qualität dieser Strahlung vorausgesetzt. Die Impulsdichte wird elektrisch durch Zeigerausschlag gemessen (Vollausschlag = 100 Skt.).

Zur Ausschaltung des Textureinflusses erwies es sich als notwendig, das Präparat während der Bestrahlung in seiner Oberfläche zu drehen. Es wurde hierzu entsprechend der Abb. 2 eine Vorrichtung mit horizontaler Drehachse A gebaut, die an Stelle des apparatetischen T in die Goniometerachse B eingesetzt wird. Die Drehung erfolgt durch einen kleinen Motor M mit entsprechender Untersetzung U , die die Drehgeschwindigkeit von etwa 1,5 U/sec der Achse A ermöglicht. Die Stellschraube S erlaubt die Längsverstellung der Achse zur Einjustierung des Präparates in den Strahlengang.

Um die Proben rasch auswechseln zu können, wurde an das Ende der Achse A ein einseitig offener Rahmen R mit zwei Führungsnuten entsprechend der Abb. 2a gesetzt. In diesen Rahmen können nun einzelne Probenträger eingesetzt werden. Sie bestehen jeweils aus einem Schieber S (Abb. 3), der die Nuten des Rahmens paßt, und dem Probenträger H , auf den das Präparat aufgeklebt wird. Beide Teile des Trägers werden durch eine Feder zusammengehalten und können durch drei Justierschraubchen in ihrer gegenseitigen Lage verstellt werden. In der einfachen Justier Vorrichtung der Abb. 3 werden alle Probenträger mit Hilfe der drei Justierschraubchen (von denen nur zwei gezeichnet sind) in gleicher Weise einjustiert. Die Oberfläche des Schiebers S muß dabei mit der Justierplatte in einer Ebene liegen. Es genügt dann eine einmalige Einstellung der Drehachse A , um allen Proben die richtige Lage im Strahlengang zu geben.

b) Die Meßgenauigkeit des Zählrohrgerätes.

Es sind im wesentlichen drei Einflüsse zu nennen, die die Meßgenauigkeit des Zählrohrs herabsetzen:

1. die Schwankungen der Netzspannung,
2. die statistischen Schwankungen der Zählrohrimpulsdichte,
3. die Nichtlinearität der Anzeige bei großen Intensitäten.

1. Netzspannungsschwankungen machen sich sehr störend bemerkbar, da im Gegensatz zur photographischen Methode die zu vergleichenden Intensitäten

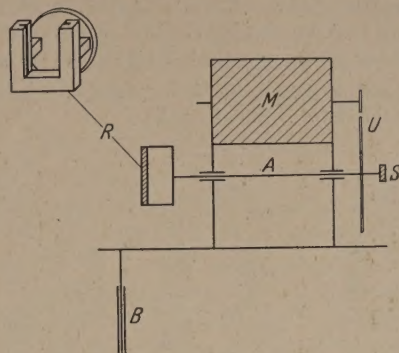


Abb. 2 und 2a. Vorrichtung zur Drehung der Proben.
Abb. 2a zeigt den Rahmen R zum Einsetzen der Probenträger.

nicht gleichzeitig, sondern zeitlich nacheinander registriert werden. Es ist also bei quantitativen Messungen auf jeden Fall eine Stabilisation der Netzspannung erforderlich. Die zu den folgenden Versuchen benutzte Netzspannung war auf etwa 1% genau mit einem THOMA-Regler stabilisiert. In den Zeiten starker Spannungsschwankungen erwies sich diese Stabilisation als ungenügend, so daß dann mit den Messungen ausgesetzt werden mußte.

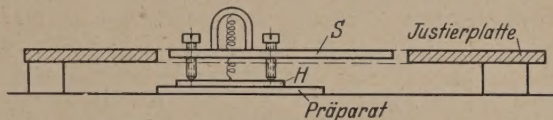


Abb. 3. Einjustierung eines Probenträgers in der Justier Vorrichtung.

2. Infolge der statistischen Schwankungen der Impulsdichte im Zählrohr ist der Zeigerausschlag des Instrumentes auch Schwankungen unterworfen, die die Meßgenauigkeit des Zählrohrs begrenzen. Diese Schwankungen werden durch dem Meßinstrument parallelgeschaltete Kondensatoren wesentlich verringert (Dämpfung der Anzeige). Der noch verbleibende relative Meßfehler wird mit zunehmender Impulsdichte geringer, so daß von einer bestimmten Intensität an die Messung mit genügender Genauigkeit durchgeführt werden kann (etwa 100 Impulse/sec).

3. Die Linearität der Anzeige reicht etwa bis zu 4000 Impulsen pro sec. Bei größerer Impulsdichte werden von dem Zählrohr nicht mehr alle Impulse aufgelöst, so daß die Anzeige zu kleine Meßwerte liefert. Diese Angabe hat nur Gültigkeit für eine zeitlich konstante Strahlung. Normalerweise werden aber die Röntgenröhren in Halbwellenschaltung benutzt, es trifft also die Strahlung das Zählrohr nicht mit konstanter Intensität, sondern mit ausgeprägten Intensitätsspitzen, die schon von etwa 600 Impulsen pro sec an nicht mehr linear registriert werden. Aus diesem Grunde ist es vorteilhaft, die Röntgenröhre mit einem Gleichspannungszusatz zu betreiben. Der für alle folgenden Versuche benutzte Zusatz hat einen

¹ Alle folgenden Winkelangaben beziehen sich auf den Winkel θ .

Glättungskondensator von $0,25 \mu F$ und ein Glühventil¹.

III. Die Messung dünner Nickelschichten auf einer Messingunterlage.

a) Eine Methode, um die Schwankungen der Linienintensität infolge einer Textur des Materials auszumitteln.

Die hier zu beschreibende Methode gibt die Voraussetzung zur Anwendbarkeit des unter I,4 genannten Verfahrens zur Schichtdickenbestimmung. Sie kann allgemein angewandt werden und ist nicht auf Messingwerkstücke beschränkt.

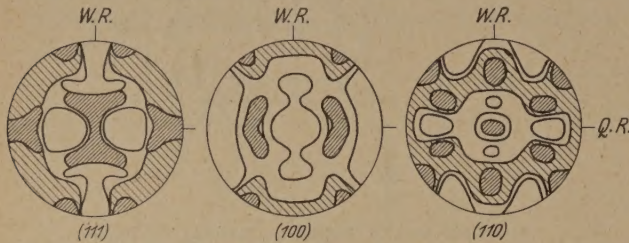


Abb. 4. Polfiguren von gewalztem Messingblech (62 Cu, 38 Zn) bei hohem Walzgrad (nach IWERONOWA und SCHDANOW). Aus: CH. S. BARRETT [13]. W.R. = Walzrichtung, Q.R. = Querrichtung.

Bei dem Verfahren I,4 wird die Intensität einer DEBYE-SCHERRER-Linie der Messingunterlage beobachtet. Ist die Primärstrahlung konstant, so beobachtet man bei einem Messingpräparat ohne Deckschicht eine Linienintensität I_0 . Bringt man danach auf das gleiche Präparat eine Nickelschicht auf und beobachtet bei gleicher Primärstrahlung die gleiche Linie, so ist ihre Intensität geschwächt nach der Formel

$$I = I_0 e^{-\tau s D}, \quad (4)$$

wobei sD die Länge des Strahlenweges in der Deckschicht und τ der Schwächungskoeffizient der Deck-

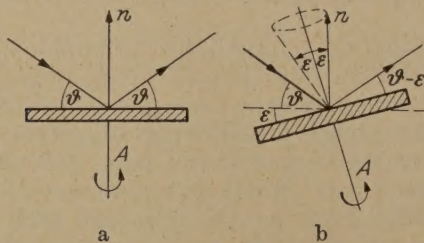


Abb. 5. Zum Strahlengang an der Probenoberfläche.

schicht für die benutzte Röntgenstrahlung ist. Da das Präparat unter dem BRAGGSchen Winkel ϑ angestrahlt wird, erhält man

$$s = \frac{2}{\sin \vartheta}. \quad (5)$$

Daraus bekommt man für die Schichtdicke D die obige Formel (3).

Für eine gute Meßgenauigkeit ist es erforderlich, möglichst hohe Intensitäten I_0 zur Verfügung zu haben. Es kommen daher praktisch nur die ersten Linien des DEBYE-SCHERRER-Diagramms in Frage.

Bei diesem Verfahren sind zwei Intensitätsmessungen durchzuführen. Nun ist es in der Praxis

¹ Der Gleichspannungszusatz wurde in dankenswerter Weise von der Firma R. Seifert, Hamburg, zur Verfügung gestellt.

nicht möglich, ein Werkstück vor und nach der Galvanisierung an der gleichen Stelle zu bestrahlen und daraus die Schichtdicke zu bestimmen. Das Verfahren ist nur dann durchführbar, wenn ein zweites Werkstück gleicher Fertigung als Vergleichsprobe dienen kann. Das ist aber keineswegs der Fall. Vergleicht man die Intensität I_0 mehrerer Proben des gleichen Werkstücks oder verschiedener gleichartiger Werkstücke, so stellt man beträchtliche Schwankungen fest, die eine Schichtdickenmessung unmöglich machen. Es wurde daher eine Methode gesucht, die die vorhandenen Schwankungen ausmittelt.

Bei den ersten Linien können als Ursache der Intensitätsschwankung geringe Unterschiede in der Bearbeitungstextur vermutet werden. Die folgenden Untersuchungen beschränken sich auf Messingproben, die aus Walzblechen hergestellt worden sind. Die Art der Walztextur wird veranschaulicht durch die drei Polfiguren der Abb. 4, die die Häufigkeitsverteilung der Netzebenennormalen (111), (100) und (110) darstellen [13].

Die Projektionsebene ist dabei die Walzebene. Von einigen amerikanischen Autoren [12] ist das Zählrohr schon zu Texturuntersuchungen benutzt worden; das legte den Gedanken nahe, eine ähnliche Methode zu suchen, mit der Texturen ausgemittelt werden können.

Will man die Intensität einer mit Textur behafteten Linie ausmitteln, so muß man über einen Bereich der Polfigur integrieren, das heißt, man muß das Präparat in geeigneter Weise bewegen, da ja bei jeder Stellung der Probe immer nur eine Netzebenenrichtung die in das Zählrohr gelangenden Reflexionen liefert. Infolge der Dämpfung der Anzeige vollführt das Zählrohr die Ausmittlung der Intensität bei hinreichend rascher periodischer Bewegung von allein.

Die einfachste Bewegung ist die Drehbewegung. Die geometrische Anordnung erlaubt nur eine Bewegung des Präparates in seiner Oberfläche, denn eine Änderung der Lage würde die Intensität durch Änderung der Fokussierungsverhältnisse und durch Änderung der Länge des Absorptionsweges in der Deckschicht zusätzlich beeinflussen, wodurch eine Schichtdickenmessung wiederum unmöglich gemacht würde. Aus der Abb. 5a ersieht man, daß bei symmetrischem Strahlengang nur die Netzebenennormalen n senkrecht zur Oberfläche einen Intensitätsbeitrag für das Zählrohr liefern, eine Ausmittlung über einen größeren Bereich der Polfigur durch Drehung des Präparates ist also so nicht möglich. Verstellt man aber das Präparat um einen Winkel entsprechend der Abb. 5b, so sieht man, daß bei einer Drehung der Probe um die Achse A die Netzebenennormalen n , die einen Intensitätsbeitrag für das Zählrohr liefern, einen Kegel beschreiben. Dieser Kegel bildet in der Polfigur einen konzentrischen Kreis mit dem Radius $\tan \epsilon/2$, über dessen Umfang das Zählrohr ausmittelt.

Eine Verstellung des Präparates um den Winkel bedeutet einen Verzicht auf die Fokussierung, wenn man die übrige Anordnung der Apparatur beibehält. Man kann sie wieder erreichen, wenn man den Abstand Brennpunkt-Präparat verändert; hiervon wurde jedoch abgesehen. Als Maß für die Intensität wurde

Linienhöhe genommen, da sie genauer und rascher bestimmen ist als die integrale Intensität.

Die Messungen an verschiedenen Messingproben¹ wurden mit Kupferstrahlung durchgeführt, die Proben wurden mit einer Geschwindigkeit von 1,5 U/sec gedreht. Die Versuche ergaben, daß sowohl die Linie (11) mit $\vartheta = 21^\circ$ als auch die Linie (200) mit $\vartheta = 24^\circ$ gut genügend ausgemittelt werden konnten. Der Winkel ϑ beider Linien ist so klein, daß ε nicht größer als 5° gewählt werden konnte. Bei der (220)-Linie sind die Verhältnisse günstiger. Zunächst zeigt die gehörige Polfigur in der Mitte eine Anhäufung von Linien, man erhält also eine große Linienintensität. Dann ist weiterhin der BRAGGSche Winkel $\vartheta = 36^\circ$ so groß, daß man das Präparat um $\varepsilon = 10^\circ$ verstellen kann, ohne ein zu großes Absinken der Linienhöhe befürchten zu müssen.

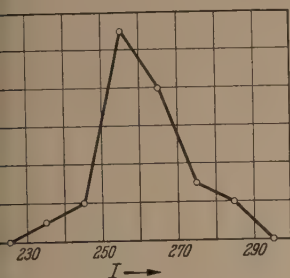


Abb. 6. Häufigkeitsverteilung der Linienintensität I_0 der (220)-Linie von 27 verschiedenen Messingproben bei einem Winkel $\varepsilon = 10^\circ$.

$\varepsilon = 10^\circ$. 70% von den insgesamt 27 Proben liegen im Bereich der Linienhöhen I von 250 bis 265 Skt. Dies entspricht einer Meßgenauigkeit von $\pm 0,2 \mu$ bei der Dickenmessung von Nickelschichten. Die maximale Streuung ruft eine Ungenauigkeit von $0,6 \mu$ hervor, ein Fehler also, der durchaus noch tragbar ist. Bei stehendem Präparat und einem Winkel $\varepsilon = 0^\circ$ ist die Häufigkeitsverteilung eine wesentlich breitere und flachere Kurve, die sich zur Schichtdickenmessung nicht verwenden läßt.

b) Über die Genauigkeit der Verfahrens.

In Abänderung der Formel (5) ist jetzt zu setzen:

$$s = \frac{2 \sin \vartheta \cos \varepsilon}{\sin^2 \vartheta - \sin^2 \varepsilon} \quad (6)$$

man erhält dann für die Schichtdicke:

$$D = \frac{1}{2\tau} \frac{\sin^2 \vartheta - \sin^2 \varepsilon}{\sin \vartheta \cos \varepsilon} \ln(I_0/I) \quad (7)$$

Für die Dickenmessung wesentlich ist der relative Meßfehler $\Delta D/D$. Führt man zur Abkürzung die Bezeichnungen $v = I_0/I$ und $\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta I_0}{I_0} + \frac{\Delta I}{I}$ ein, so erhält man durch Differentiation:

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta v/v}{\ln v} - \frac{2 \sin \varepsilon}{\sin^2 \vartheta - \sin^2 \varepsilon} \Delta \varepsilon, \quad (8)$$

oder speziell für $\vartheta = 36^\circ$ und $\varepsilon = 10^\circ$

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta v/v}{\ln v} - 1,1 \Delta \varepsilon. \quad (9)$$

¹ Die Proben stammen von der Firma R. Bosch G.m.b.H., Stuttgart. Die gleiche Firma stellte auch alle benötigten Vergleichsproben her und nahm gravimetrische und mikroskopische Vergleichsmessungen vor. Es sei den Herren Dr. DORN und Dr. ILGE für diese wesentliche Unterstützung dankt.

Das zweite Glied gibt folgenden Beitrag zum Meßfehler:

Tabelle 1.

$\Delta \varepsilon = 1^\circ$	2°	3°
$\frac{\Delta D}{D} = 2\%$	4%	6%

Durch die Rotation der Probe wird allerdings dieser Fehler verringert, denn ε wird abwechselnd positiv und negativ, doch muß die Drehachse richtig einjustiert sein. Eine falsche Stellung derselben ergibt einen systematischen Fehler entsprechend der Tabelle 1.

Sehen wir von den Schwankungen der Intensität I_0 von Probe zu Probe ab, so gibt die Ungenauigkeit der Intensitätsmessung den größten Beitrag zum Meßfehler, entsprechend dem ersten Glied der Gleichung (9). Will man einen großen Meßbereich erhalten, also Verhältnisse $v > 10$ noch messen, so muß man zu großen Intensitäten I_0 übergehen, die nicht mehr mit dem gleichen Meßbereich gemessen werden können wie die geschwächten Intensitäten I . Anstatt den Meßbereich zu wechseln, ist es zweckmäßiger, die großen Intensitäten durch Al-Folien mit bekanntem Absorptionsvermögen zu schwächen.

Der Meßfehler $\Delta v/v$ hängt nun von zwei Größen ab: Einmal ist es das Intensitätsverhältnis v selber, zum anderen ist die Linienhöhe I_0 der ungeschwächten Linie maßgebend, denn je größer diese Höhe ist, desto genauer kann gemessen werden. Die folgende Tabelle 2 bringt eine Übersicht über die Abhängigkeit des Meßfehlers für zwei angenommene Linienhöhen $I_0 = 200$ und $I_0 = 300$ Skt. Der Berechnung wurde ein Meßfehler von 4% an Linien $I \geq 50$ Skt. zugrunde gelegt, für schwächere Linien wurde ein größerer Fehler angenommen.

Tabelle 2.

$\tau s D$	v	$I_0 = 200$		$I_0 = 300$	
		$\Delta v/v$	$\Delta D/D$	$\Delta v/v$	$\Delta D/D$
0	1	0,08		0,08	
0,4	1,5	0,08	0,20	0,08	0,20
0,7	2	0,08	0,11	0,08	0,11
1,6	5	0,09	0,055	0,08	0,05
2,3	10	0,14	0,06	0,11	0,05
3,9	50	0,29	0,075	0,24	0,06
4,6	100	0,54	0,12	0,34	0,075
5,3	200	1,00	0,19	0,84	0,15

Man ersieht aus dieser Tabelle, daß sich Schichtdicken nur in einem bestimmten Bereich mit einiger Genauigkeit messen lassen. Die untere Grenze dieses Bereiches liegt etwa bei $\tau s D = 0,7$, die obere hängt von der Intensität I_0 ab. Durch weitere Steigerung dieser Intensität ließe sich theoretisch der Meßbereich nach oben ausdehnen, doch gibt es praktisch auch hier eine Grenze. Bezeichnet man mit I_u die Intensität des Schleiers, so können nur Linienhöhen I gemessen werden, deren Verhältnis $I/I_u \approx 1/30$ ist. Linien mit geringerer Höhe lassen sich nicht mehr nachweisen, weil sie im Schleier verschwinden. Nun ist aber das Verhältnis $I_0/I_u = k$ bei einem bestimmten Probenmaterial und einer bestimmten Strahlung eine Konstante. Es resultiert daraus, daß nur v -Werte gemessen werden können, die der Bedingung

$$v = I_0/I \leq 30 k \quad (10)$$

genügen. Man erhält also als obere Grenze des Meßbereiches günstigstenfalls:

$$\tau s D \leq \ln(30 k) = 3,4 + 2,3 \log k. \quad (11)$$

Wird durch die zu messende Deckschicht (z. B. durch Anregung ihrer Eigenstrahlung) die Intensität des Schleiers vergrößert, so liegt die Grenze bei kleineren Werten, als der Gleichung (11) entspricht.

Setzt man für τ den Schwächungskoeffizienten von Nickel für CuK α -Strahlung ein ($\tau = 423 \text{ cm}^{-1}$), so erhält man bei $\vartheta = 36^\circ$ und $\varepsilon = 10^\circ$ einen Meßbereich für Nickelschichten: ($k = 2$)

$$4,5 \mu < D < 26,5 \mu, \quad (12)$$

der der Forderung der Praxis weitgehend genügt.

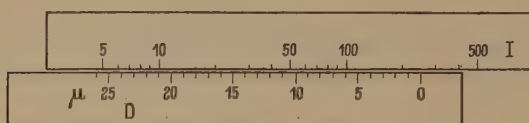


Abb. 7. Schieber zur Dickenmessung von Nickelschichten.

e) Praktische Durchführung der Schichtdickenmessung an vernickelten Messingproben.

Die Formel für die Schichtdicke lautet im vorliegenden Fall

$$D = 14,9 (\log I_0 - \log I) [\mu]. \quad (13)$$

Um sofort aus den Werten I_0 und I die Schichtdicke zu erhalten, wurde eine Art Rechenschieber angefertigt. Der eine Teil des Schiebers trägt eine logarithmische I -Skala, der andere eine lineare D -Skala in umgekehrter Richtung, wie es Abb. 7 zeigt. Die Marke $D = 0$ der D -Skala wird unter den Meßwert I_0 eingestellt; nun kann man die Schichtdicke durch einfache Ablesung bestimmen.

An einer Reihe von Eichproben wurde das Verfahren ausprobiert. Die Proben sind in einem äußerst homogenen Feld elektrolytisch vernickelt worden, so daß man annehmen kann, daß die Schichten gleichmäßige Stärke haben. Ihre Dicke wurde gravimetrisch bestimmt. Das Ergebnis mehrerer röntgenographischer Meßreihen zeigt Tabelle 3. Man sieht, daß sich in diesem Fall die Schichtdicke auch ohne Beseitigung des Textureinflusses (also mit $\varepsilon = 0$) bestimmen läßt.

Tabelle 3.

Probe Nr.	Schichtdicke in μ					
	grav.	röntgenographisch				
		$\varepsilon = 0$		$\varepsilon = 10^\circ$		
M 1	5	6,0	4,7	5,2	5,0	5,2
2	6	6,2	5,5	5,8	5,6	5,7
3	8	7,6	7,3	7,7	8,2	7,4
4	10	11,0	9,5	9,2	9,6	9,7
5	12	11,6	11,3	11,4	—	11,4
6	14	14,1	14,0	13,0	13,5	13,9
7	15,5	16,0	15,3	15,2	15,0	15,6
8	18,5	22,2	20,9	21,5	20,2	21,9
9	20	19,6	18,8	18,0	18,0	19,6
10	21,7	21,1	20,7	20,0	21,7	21,3

Aus der Meßreihe fällt die Probe 8 heraus, der röntgenographische Wert ist zu groß. Nachträglich angestellte Vergleichsmessungen mit dem Mikroskop am Probenrand ergaben eine Schichtdicke von etwa

25 μ , wahrscheinlich ist also der gravimetrische Meßwert nicht richtig.

Die nächste Versuchsreihe befaßt sich mit Proben, die aus vernickelten Messingringen herausgeschnitten worden sind. Die Dicke der Nickelschichte wurde mikroskopisch im Querschliff gemessen, wobei die Proben eben gepreßt wurden. Das röntgenographische Verfahren gibt auch hier gute Meßwerte, allerdings nur bei einem Winkel $\varepsilon = 10^\circ$. Die Textureinflüsse sind so groß, daß die einfachere Methode mit $\varepsilon = 0$ nicht zum Ziele führt. Eine größere Abweichung tritt bei der Probe 3 auf, siehe Tabelle 4. Da die röntgenographische

Tabelle 4.

Probe Nr.	Schichtdicke in μ		
	mikr.	röntgenogr.	
		$\varepsilon = 10^\circ$	$\varepsilon = 0$
N 2	12	10,9	9,4
3	22	16,8	—
4	13	11,6	8,5
5	13	12,8	—
6	12,5	11,2	—
7	12,5	11,5	7,8
8	12	11,2	—

Messung in der Probenmitte, die mikroskopische im Querschliff am Rande erfolgte, kann die Differenz der Ergebnisse auch von einer Unregelmäßigkeit der Schichtdicke herrühren.

Diese Meßreihen zeigen, daß das angewandte röntgenographische Verfahren zur Schichtdickenbestimmung brauchbar ist, die Genauigkeit beträgt etwa 10%.

e) Einfluß der Probenkrümmung auf die Schichtdickenmessung.

Der Einfluß der Probenkrümmung auf das Meßergebnis wurde rechnerisch untersucht. Ganz allgemein kann man sagen, daß durch die Krümmung der Strahlenweg in der Schicht verlängert wird, so daß man in jedem Fall eine zu große Schichtdicke mißt. Es wurde nun für verschiedene Schichtdicken ein Korrektionsfaktor A in Abhängigkeit von dem Verhältnis r/B (r = Krümmungsradius der Probe, B = Breite des Primärstrahles auf der Probenoberfläche) errechnet, siehe Tabelle 5. Man sieht, daß mit abnehmendem Krümmungsradius der Korrektionsfaktor kleiner wird. Bei Radien $r < 3B$ nimmt A sehr rasch ab, praktisch lassen sich an solchen Proben dann keine Schichtdicken mehr bestimmen, da r und B nicht genau genug gemessen werden können.

Tabelle 5.

$\frac{r}{B}$	$D = 10 \mu$ A	$D = 20 \mu$ A
20	1,00	1,00
10	1,00	1,00
8	0,99	1,00
6	0,98	0,99
4	0,97	0,98
3	0,95	0,96

Experimentell wurden Messungen an Proben aus einem halb vernickelten Messingring vorgenommen, die die Krümmungsradien $r = 57$ bzw. 200 mm in zwei zueinander senkrechten Richtungen aufwiesen. Bei einem Strahlenquerschnitt von 4 · 4 mm war keine Korrektur erforderlich. Tabelle 6 zeigt die

Tabelle 6.

Probe Nr.	Schichtdicke in μ	
	röntg.	mikrosk.
A 111	0,0	0,7—0,8
112	2,0	2,0—2,2
113	4,9	3,5—4,3
114	9,8	9,0—9,7
131	13,2	13,6—15,8
132	13,0	13,3—14,4
138	10,2	8,4—9,6
139	5,7	7,9—8,8

ergebnisse sowie später erfolgte mikroskopische Ver-
eichsmessungen. Da der Ring nur zur Hälfte ins
ickelbad getaucht worden war, variierte die Schicht-
cke beträchtlich. Die mikroskopischen Werte sind
eingetragen, daß man aus ihrer Stellung den zur
essung benutzten Probenrand ansehen kann. Die
umerierung entspricht der Probenlage im Ring.
ie Meßwerte zeigen gute Übereinstimmung inner-
lb des für das röntgenographische Verfahren gül-
gen Meßbereiches von 4,5 bis 26,5 μ (Schichten-
cken unterhalb 1 μ lassen sich mit dieser Methode
berhaupt nicht mehr messen).

V. Eine Methode zur Messung von sehr dünnen Chromschichten auf einer vernickelten Messing- unterlage.

Das hier zu beschreibende Verfahren soll vor-
dem dazu dienen, Chromschichten in dem Bereich
on 0,5 bis 1,5 μ möglichst genau zu bestimmen.
ine ähnliche Methode wie die unter III beschriebene
äre nach den Ausführungen von IIIb bei diesen
innen Schichten nur mit weicherer Strahlung durch-
führen, die sich experimentell wegen der großen
uftabsorption sehr schlecht verwirklichen läßt. Es
urde daher eine vollständig neue Methode zur
ickenmessung benutzt.

Die Kupferstrahlung regt in der Chromschicht
e zugehörige Eigenstrahlung an, die sehr viel
eicher ist als die Kupferstrahlung. Die Folge davon
t, daß der Untergrundschleier außerhalb einer
EBYE-SCHERRER-Linie eine andere Zusammen-
etzung hat als bei einer reinen Messingprobe oder
ei einer Probe mit Ni-Schicht. Dies macht sich
eich eine veränderte Absorption der Schleierstrah-
ung in einer Al-Folie bemerkbar, die man in den
trahlengang Präparat-Zählrohr bringt. Es kann
er Absorptionsfaktor γ der Al-Folie unmittelbar als
aß für die Dicke der Chromschicht genommen wer-
en, wie die Abb. 8 zeigt. Es ist der Absorptions-
faktor γ_2 von zwei etwa 30 μ starken Al-Folien in
abhängigkeit von der Chromschichtdicke bei den
Winkeln $\theta = 30^\circ$ und $\varepsilon = 10^\circ$ aufgenommen wor-
en. Die Schichtdicken der benutzten Proben wur-
en gravimetrisch bestimmt. Der theoretischen
urve liegen sehr vereinfachende Annahmen zu-
runde, so daß keine quantitative Übereinstimmung
it der experimentellen Kurve zu erwarten ist. Man
uß also zur Messung experimentelle Eichkurven
erwenden.

Die Abhängigkeit des Absorptionsfaktors ist bis
u 4 μ Schichtdicke so groß, daß sich dieser Effekt
ur Messung dünner Schichten gut verwenden läßt.
llerdings spielt die Dicke der zwischenliegenden
ickelschicht auch eine Rolle, da sie einen ähnlichen
ffekt wie die Chromschicht verursacht. Sie ver-
chiebt je nach ihrer Dicke den vorderen Teil der
emessenen Kurve geringfügig in vertikaler Richtung,
och macht sich diese Änderung nur bei Nickel-
schichten zwischen 0 und 5 μ bemerkbar. Die ob-
erwähnten Eichproben hatten alle eine Zwischen-
schicht von Nickel mit einer Dicke über 6 μ .

Erstreckt sich der zu messende Bereich der
chromschicht nur von 0 bis 1,5 μ , so bestimmt man
esser den Absorptionsfaktor γ_3 von 3 Al-Folien; er
t in Abb. 9 dargestellt. Man erhält hierbei eine Meß-
enauigkeit von etwa $\pm 0,1 \mu$.

V. Die praktische Durchführung der Dickenmessung der Chrom- und der Nickelschicht an Messingblechen mit einem Nickel-Chrom-Überzug.

Die beiden unter III und IV beschriebenen Ver-
fahren ermöglichen es nun, an vernickelten und zu-
gleich verchromten Messingwerkstücken innerhalb
eines gewissen Meßbereiches die Schichtdicken so-
wohl der Nickel- als auch der Chromschicht in einem
Meßgang röntgenographisch zu bestimmen. Das
Verfahren IV liefert unmittelbar die Dicke der
Chromschicht, wenn die darunter befindliche Nickel-
schicht dicker als 5 μ ist. Das Verfahren III liefert
eine effektive Dicke der Nickelschicht, aus der man
die wirkliche Schichtdicke erhält, indem man den
Anteil der Chromschicht vom Meßwert abzieht.
Da der Schwächungskoeffizient der Chromschicht
4,2 mal so groß ist als derjenige der Nickelschicht,

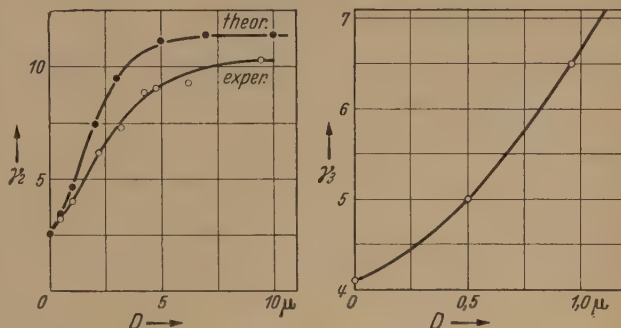


Abb. 8 und 9. Absorptionsfaktor γ_2 und γ_3 von zwei bzw. drei Al-Folien in Abhängigkeit von der Cr-Schichtdicke bei einem Winkel $\theta = 30^\circ$.

so muß man von dem gemessenen D -Wert den
4,2fachen Betrag der Chromschichtdicke abziehen,
um die wahre Dicke der Nickelschicht zu er-
halten.

Mit zunehmender Dicke der Chromschicht wird
die Bestimmung der Ni-Schichtdicke ungenauer. Als
Grenze kann man etwa eine Chromschicht von 1 μ
Dicke angeben, bis zu der die Nickelschicht noch ge-
messen werden kann. Der Meßbereich für die Nickel-
schicht geht von etwa 4 bis 25 μ .

Tabelle 7 bringt Meßergebnisse von Dicken-
messungen an Proben aus technischen Werkstücken.
Die Vergleichswerte sind mikroskopisch ermittelt
worden. Die Übereinstimmung bei den Nickel-
schichten ist gut, bei den Abweichungen in den
Chromschicht-Meßwerten ist auch die Ungenauigkeit
der mikroskopischen Messung zu berücksichtigen.
Die Nickelschichten der beiden ersten Proben liegen
an der Grenze der Meßbarkeit.

Tabelle 7.

Probe Nr.	mikroskopisch		röntgenographisch		
	D_{Ni}	D_{Cr}	D_{Ni}	D_{Cr}	D_{Cr}
	in μ		in μ		
P 1	23—25	1,0	25,5	0,62	0,58
2	24—28	0,9	25,1	1,02	1,00
3	21—23	0,8	22,9	1,05	1,00
4	14—15	0,9	17,1	0,54	0,55
5	20	0,9	22,7	0,52	0,48
6	22—24	1,0	23,1	0,79	0,74
7	12—13	1,0	—	—	0,79
8	21—23	0,9	21,4	0,99	0,98

VI. Zusammenfassung.

1. Bei dem bekannten röntgenographischen Verfahren zur Dickenmessung galvanischer Schichten, bei dem die Schwächung einer Interferenzlinie der Unterlage durch die Deckschicht gemessen wird, macht sich die in der Unterlage vorhandene Textur sehr störend bemerkbar. Dieser Einfluß kann durch geeignete Drehbewegung der Probe innerhalb gewisser Grenzen ausgeschaltet werden.

2. Zur Dickenbestimmung an sehr dünnen Metallschichten wird ein neues, auf Absorptionsmessungen beruhendes Verfahren angegeben; Voraussetzung hierbei ist die Erregung der Eigenstrahlung der Schicht durch die primäre Röntgenstrahlung.

3. Durch Kombination der unter 1. und 2. genannten Verfahren ist es möglich, die Dicken von zwei übereinanderliegenden Schichten einzeln zu ermitteln. Mit einem Zählrohrgoniometer werden Messungen an Chromschichten von 0 bis $1\ \mu$ Dicke auf Nickelschichten von 4 bis $25\ \mu$ Dicke, die beide auf einer Messingunterlage galvanisch aufgebracht waren, mit einer Fehlerbreite von $\pm 0,1\ \mu$ (Chrom) bzw. $\pm 10\%$ (mindestens aber $\pm 1\ \mu$, Nickel) durchgeführt.

Herrn Professor Dr. R. GLOCKER danke ich für wertvolle Anregungen zu dieser Arbeit.

Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft stellte das Zählrohrgoniometer für die experimentellen Untersuchungen zur Verfügung, auch ihr sei an dieser Stelle gedankt.

Literatur. [1] SCHENK, D.: Korrosion und Metallschichten, **19**, 1 (1943). — [2] BERTHOLD, R.: Z.-Verh. Dtsch. Ing. **9**, 476 (1949). — [3] SCHULZ, L. G.: J. opt. Soc. Amer. **40**, 1 (1950). — [4] BEEHLEY, H. F.: J. Electrochem. Soc. **9**, 152 (1950). — [5] REGLER, F.: Metallwirtschaft **25**, 284 (1944). — [6] EISENSTEIN, A.: J. appl. Phys. **17**, 874 (1946). — [7] FRIEDMANN, H. und L. S. BIRKS: Rev. Scient. Instr. **1**, 99 (1946). — [8] BERTHOLD, R. und A. TROST: Zeitsch. V.D.I. **93**, 73 (1951). — [9] TROST, A.: Z. angew. Phys. **2**, 2 (1950). — [10] BRAGG, W. H.: Proc. Phys. Soc. **33**, 222 (1921). — [11] BLEEKSSMA, J., G. KLOOS und J. H. DI GIOVANNI: Philips techn. Rundsch. **10**, 1 (1948). — [12] DECKER, B. u. a.: J. appl. Phys. **19**, 388 (1948). — NORTON, J. T.: appl. Phys. **19**, 1176 (1948). — SCHULZ, L. G.: J. appl. Phys. **20**, 1030 (1949). — [13] BARRETT, Ch. S.: Structure of Metals, New York: Mc Graw Hill, 1943, S. 398 ff.

Dipl.-Phys. V. GEROLD,
Röntgeninstitut der T. H. Stuttgart, Seestraße 71.

Die elektromagnetischen Eigenschwingungen in einem Quader bei endlicher Leitfähigkeit der Hülle.

Von R. MÜLLER und E. RUCH, München.

(Eingegangen am 12. März 1952).

In einem Hohlraum von der Gestalt eines Quaders gibt es eben so wie in einer Reihe weiterer, durch gewisse Symmetrieverhältnisse ausgezeichneten Hohlraumformen zwei Klassen von Eigenschwingungen, die transversal elektrischen und die transversal magnetischen. Sie sind dadurch charakterisiert, daß in einer im Hohlraum ausgezeichneten Richtung (im Fall des Quaders eine beliebig gewählte Achse) keine elektrische bzw. magnetische Feldkomponente vorhanden ist [1]. Beim Quader liegen nun insofern besondere Verhältnisse vor, als im allgemeinen zu einer transversal elektrischen Eigenschwingung eine transversal magnetische mit gleicher Wellenzahl gehört. Diese für den Quader mit ideal leitenden Wänden typische Entartung wird durch den Einfluß der endlichen Leitfähigkeit der Hülle aufgehoben. Es werden dadurch ganz bestimmte Linearkombinationen aus den transversal elektrischen und transversal magnetischen Schwingungen zur gleichen Eigenfrequenz ausgezeichnet, die in erster Näherung die Eigenschwingungen des realen Hohlraums beschreiben und denen allein eine bestimmte Eigenfrequenz und Dämpfung zugeordnet werden kann.

In der folgenden Untersuchung werden diese „angepaßten“ Eigenschwingungen bestimmt und die zugehörige Dämpfung und Verstimmung des Hohlraums angegeben. Die Bestimmung derangepaßten Eigenfunktionen wird dabei auf ein einfaches geometrisches Problem zurückgeführt.

Die Eigenschwingungen des idealen Hohlraumes.

Die Bestimmung der möglichen Feldzustände in einem Quader mit ideal leitenden Wänden ist mit der

Lösung der Randwertaufgabe

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathfrak{E} &= -j\omega\mu\mu_0\mathfrak{H} \\ \text{rot } \mathfrak{H} &= j\omega\varepsilon\varepsilon_0\mathfrak{E} \\ [\mathfrak{E}n] &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{im Hohlraum,} \\ \text{auf der Hülle} \end{array} \quad (1)$$

äquivalent. \mathfrak{E} u. \mathfrak{H} sind die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, j die imaginäre Einheit, ω die Kreisfrequenz, ε und μ die Materialkonstanten im Hohlraum. n ist der Normaleneinheitsvektor auf der Hülle. Eine Folge der ersten und dritten Gl. (1) ist die weitere Randbedingung

$$(\mathfrak{H}n) = 0 \quad \text{auf der Hülle.} \quad (2)$$

Durch Übergang zur Wellengleichung läßt sich das Gleichungssystem (1) in ein Randwertproblem für das magnetische Feld allein überführen:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathfrak{H} + k^2 \mathfrak{H} &= 0 \quad \text{im Hohlraum} \\ \left. \begin{aligned} [\text{rot } \mathfrak{H} n] &= 0 \\ (\mathfrak{H} n) &= 0 \end{aligned} \right\} \text{auf der Hülle} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{mit} \\ k = \omega \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{c} \end{array} \quad (3)$$

Die Eigenlösungen von Gln. (3) bilden ein vollständiges Funktionensystem in dem die Eigenlösungen des Systems Gln. (1) enthalten sind. Die Systeme Gln. (1) und Gln. (3) sind jedoch nicht äquivalent, da die Eigenlösungen der Gln. (3) nicht der Bedingung

$$\text{div } \mathfrak{H} = 0, \quad (4)$$

die in (1) enthalten ist, zu genügen brauchen. Wir müssen also die Gl. (4) noch als Nebenbedingung zu (3) hinzunehmen. Die Eigenwerte k_{lmn} und die Eigenlösungen \mathfrak{H}_{lmn} des Systems Gl. (3) sind, wie man

echt verifiziert,

$$\left. \begin{aligned} k_{lmn} &= \sqrt{k_l^2 + k_m^2 + k_n^2} \\ \mathfrak{S}_{lmn} &\equiv (H_x, H_y, H_z) \\ H_x &= A_x \sin(k_l x) \cos(k_m y) \cos(k_n z) \\ H_y &= A_y \cos(k_l x) \sin(k_m y) \cos(k_n z) \\ H_z &= A_z \cos(k_l x) \cos(k_m y) \sin(k_n z) \\ k_l &= \frac{\pi l}{a}, \quad k_m = \frac{\pi m}{b}, \quad k_n = \frac{\pi n}{c} \\ l, m, n &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

bei ist der Quader mit den Seitenlängen a, b, c in ein kartesisches Koordinatensystem x, y, z eingeschrieben, daß eine Ecke im Ursprung liegt. Die konstanten A_x, A_y, A_z sind beliebig. Es liegt also für $l, m, n \neq 0$ eine dreifache Entartung vor. Normiert man die Eigenlösungen durch die Bedingung

$$\int_V \mathfrak{S}_{lmn}^2 d\tau = 1, \quad (6)$$

folgt daraus für die Amplituden

$$A_x^2 + A_y^2 + A_z^2 = \frac{8}{abc}. \quad (7)$$

Führen wir einen Amplitudenvektor $\mathfrak{A} \equiv (A_x, A_y, A_z)$ ein, so besagen die Gln. (5)–(7), daß jedem Radiusvektor im Nullpunkt zu einer Kugel mit dem Radius $\sqrt{\frac{8}{abc}}$ eine normierte Eigenlösung des Systems (3) entspricht. Die dreifache Entartung erscheint von diesem Mittelpunkt aus als freie Drehbarkeit des Amplitudenvektors im Raume. Ist einer der Indices l, m, n Null, verschwindet, wie aus Gl. (5) hervorgeht, eine der Komponenten von \mathfrak{S}_{lmn} . Wir können also die entsprechende Komponente des Amplitudenvektors Null setzen. Es bleibt dann eine zweifache Entartung. Verschwinden zwei der Indices l, m, n , so ergibt die Eigenschwingung eindeutig fest. Es ist eine Entartung mehr vorhanden.

Um von den Lösungen des Systems 3 auf die eigentlichen Eigenschwingungen des Hohlraums zu kommen, müssen wir die Divergenzbedingung Gl. (4) berücksichtigen, die sich unter Beachtung von Gl. (5) in der Form

$$A_x k_l + A_y k_m + A_z k_n = 0 \quad (8)$$

schreiben läßt. Diese Zusatzforderung können wir wieder geometrisch interpretieren, wenn wir einen Vektor \mathfrak{k} einführen mit den Komponenten $\mathfrak{k} \equiv (k_l, k_m, k_n)$. Dann besagt die Gl. (8), daß die Amplitudenvektoren der eigentlichen Hohlraumschwingungen in einer Ebene liegen müssen, die auf dem Vektor \mathfrak{k} senkrecht steht. Die oben erwähnte zweifache Entartung erscheint dann als freie Drehbarkeit des Amplitudenvektors in der genannten Ebene. Man kann nun zwei beliebige zu einander orthogonale Vektoren \mathfrak{A}_1 und \mathfrak{A}_2 , die in der genannten Ebene liegen, als Basisvektoren einführen und jede, zu dem zweifachen Eigenwert gehörige Eigenschwingung durch einen Amplitudenvektor charakterisieren, der sich in linearer Weise aus den willkürlich gewählten Basisvektoren aufbauen läßt. Man sieht aus den Gln. (5) unmittelbar, daß mit der Orthogonalität der Amplitudenvektoren

$$\mathfrak{A}^{(1)} \cdot \mathfrak{A}^{(2)} = A_x^{(1)} A_x^{(2)} + A_y^{(1)} A_y^{(2)} + A_z^{(1)} A_z^{(2)} = 0 \quad (9)$$

auch die Orthogonalitätsrelation für die beiden zugeordneten Magnetfelder

$$\int_V \mathfrak{S}_{lmn}^{(1)} \cdot \mathfrak{S}_{lmn}^{(2)} d\tau = 0 \quad (9a)$$

erfüllt ist und umgekehrt aus Gl. (9a) auch (9) folgt. Wählt man einen der Basisvektoren \mathfrak{A}_1 so, daß er in einer Koordinatenebene liegt, etwa in der x, y -Ebene, dann entspricht diesem Vektor, der sich, wie aus Gl. (8) hervorgeht, bis auf eine multiplikative Konstante in der Form $\mathfrak{A}^{(1)} = (1, -\frac{k_l}{k_m}, 0)$ schreiben läßt, ein Feldzustand, dessen Magnetfeld keine Komponente in Richtung der z -Achse hat, also eine transversal magnetische Schwingung mit der z -Achse als Vorzugsrichtung. Der zugehörige orthogonale Basisvektor $\mathfrak{A}^{(2)} \sim [\mathfrak{A}^{(1)} \mathfrak{k}] \sim (-k_n k_l, -k_n k_m, k_l^2 + k_m^2)$ entspricht einer transversal elektrischen Schwingung. Man verifiziert leicht, wenn man die Amplitude $\mathfrak{A}^{(2)}$ in die Gln. (5) einführt und das zugehörige elektrische Feld auf Grund der zweiten MAXWELLSchen Gleichung (1) berechnet, daß das elektrische Feld keine Komponente in Richtung der z -Achse aufweist, also eine transversal elektrische Schwingung vorliegt. Wird einer der Indices l, m, n Null, so ist der Amplitudenvektor durch die Normierungsbedingung Gl. (7) und die Gl. (8) eindeutig definiert. Es liegt also keine Entartung vor. Werden zwei der Indices l, m, n Null, so gibt es keine mit der Divergenzbedingung verträgliche Lösung des Systems (3) mehr. Wir brauchen uns also im folgenden nur mit dem Fall $l, m, n \neq 0$ zu beschäftigen, da nur hier die uns interessierende Entartung auftritt.

Die angepaßten Eigenschwingungen.

Berücksichtigt man die endliche Leitfähigkeit der Hülle, so wird die erwähnte zweifache Entartung im allgemeinen aufgehoben. Der zweifache Eigenwert k_{lmn} geht über in:

$$k_{lmn} \rightarrow \left\{ \begin{aligned} k_{lmn}^{(1)} &= k_{lmn} + \delta^{(1)} k_{lmn}, \\ k_{lmn}^{(2)} &= k_{lmn} + \delta^{(2)} k_{lmn}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Die zugehörigen Eigenlösungen sind in erster Näherung, mit der wir uns bei metallischer Leitfähigkeit der Hülle immer begnügen können, ein bestimmtes System von zwei zueinander orthogonalem Eigenlösungen $\mathfrak{S}_{lmn}^{(1)}$ und $\mathfrak{S}_{lmn}^{(2)}$ aus der Gesamtheit der zu dem zweifachen Eigenwert k_{lmn} gehörigen Lösungsmannigfaltigkeit, die dadurch ausgezeichnet sind, daß die durch die endliche Leitfähigkeit der Hülle bedingte Wechselwirkung dieser beiden Eigenschwingungen verschwindet. Das gibt, wie im Anhang gezeigt wird, zu der Relation

$$\int_{\text{Hülle}} \mathfrak{S}_{lmn}^{(1)} \cdot \mathfrak{S}_{lmn}^{(2)} df = 0 \quad (11)$$

Anlaß, aus der sich durch elementar ausführbare Integration für die zugehörigen Amplituden $\mathfrak{A}^{(1)}$ und $\mathfrak{A}^{(2)}$ die Bedingung

$$\frac{A_x^{(1)} A_x^{(2)}}{a} + \frac{A_y^{(1)} A_y^{(2)}}{b} + \frac{A_z^{(1)} A_z^{(2)}}{c} = 0 \quad (12)$$

ergibt. Da die Amplituden $\mathfrak{A}^{(1)}$ und $\mathfrak{A}^{(2)}$ wegen der Orthogonalität von $\mathfrak{S}_{lmn}^{(1)}$ und $\mathfrak{S}_{lmn}^{(2)}$ der Bedingung Gl. (9) genügen müssen, und sowohl $\mathfrak{A}^{(1)}$ wie $\mathfrak{A}^{(2)}$ der Bedingung Gl. (8), erhalten wir zur Bestimmung von

$\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$ abgesehen von den Normierungsbedingungen Gl. (7) das folgende homogene Gleichungssystem:

$$\left. \begin{aligned} \frac{A_x^{(1)} A_x^{(2)}}{a} + \frac{A_y^{(1)} A_y^{(2)}}{b} + \frac{A_z^{(1)} A_z^{(2)}}{c} &= 0, \\ A_x^{(1)} A_x^{(2)} + A_y^{(1)} A_y^{(2)} + A_z^{(1)} A_z^{(2)} &= 0, \\ A_x^{(1)} k_l + A_y^{(1)} k_m + A_z^{(1)} k_n &= 0, \\ A_x^{(2)} k_l + A_y^{(2)} k_m + A_z^{(2)} k_n &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Das Gleichungssystem (13) wollen wir zunächst mit Hilfe der geometrischen Anschauung diskutieren. Die erste Gl. (13) stellt die Bedingung dafür dar, daß die Vektoren $\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$ in die Richtung zweier konjugierter Durchmesser eines dreiachsigen Ellipsoids fallen, dessen Mittelpunkt im Koordinatenursprung liegt und dessen Hauptachsen \sqrt{a} , \sqrt{b} , \sqrt{c} die Richtung der Koordinatenachsen haben. Da die Vektoren $\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$ außerdem auf dem Vektor \mathfrak{f} senkrecht stehen, was aus den beiden letzten Gleichungen (13) folgt, und unter sich orthogonal sind (2. Gl. (13)), müssen sie in die Richtung der Hauptachsen derjenigen Schnittelellipse fallen, die entsteht, wenn man das genannte dreiachsige Ellipsoid mit einer durch den Koordinatenursprung gehenden Ebene schneidet, die auf dem Vektor \mathfrak{f} senkrecht steht. Die Vektoren $\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$ sind also zusammen mit den Normierungsbedingungen Gl. (7) durch das Gleichungssystem (13) immer dann eindeutig bestimmt (bis auf eine belanglose Vertauschung von $\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$), so lange die Schnittelellipse nicht in einen Kreis entartet. Entartet sie zu einem Kreis, so bleibt auch bei Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit der Hülle die freie Drehbarkeit des Amplitudenvektors \mathfrak{A} in der Ebene senkrecht zu \mathfrak{f} erhalten, d. h. aber, die Entartung des Eigenwertes k_{lmn} wird durch die endliche Leitfähigkeit der Hülle nicht aufgehoben.

Wir wollen nun untersuchen, unter welchen Bedingungen solche Kreisschnitte auftreten können und betrachten zunächst den Quader mit drei ungleichen Seiten, dem ein dreiachsiges Ellipsoid zuzuordnen ist. Es ist bekannt, daß es in diesem Falle, abgesehen von parallelen Ebenen, zwei Ebenen gibt, die auf Kreisschnitte führen. Beide Ebenen enthalten die Hauptachse mittlerer Länge. Ihre Normalenvektoren haben also keine Komponente in Richtung der Hauptachse mittlerer Länge. Der Vektor \mathfrak{f} kann daher nur dann mit dem Normalenvektor einer dieser ausgezeichneten Ebenen zusammenfallen, wenn einer der Indices l , m , n verschwindet. Diese Möglichkeit haben wir aber oben ausgeschlossen, weil dabei die hier diskutierte Entartung überhaupt nicht auftritt. Die Vektoren $\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$ sind also immer eindeutig bestimmt.

Bei einem Rotationsellipsoid, das einem Quader mit 2 gleichen Seiten zuzuordnen ist, fallen die beiden auf Kreisschnitte führenden Ebenen mit der durch die beiden gleichen Hauptachsen gegebenen Koordinatenebene zusammen. Es kann also nur dann Kreisschnitte geben, wenn der Vektor \mathfrak{f} mit einer Koordinatenachse zusammenfällt. Das ist aber nur möglich, wenn zwei der Indices l , m , n verschwinden, also erst recht auszuschließen. Die Vektoren $\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$ sind also auch hier für l , m , $n \neq 0$ eindeutig bestimmt.

Anders liegen die Verhältnisse beim Würfel. Das zugeordnete Ellipsoid entartet in eine Kugel und führt jede Ebene zu einem Kreisschnitt. Die Entartung bleibt also auch bei Berücksichtigung der endlichen Leitfähigkeit erhalten.

Wir wollen uns nun der Frage zuwenden, ob transversal elektrische und transversal magnetische Eigenschwingungen als angepaßte Eigenlösungen auftreten können. Das ist nach dem oben Gesagten dann der Fall, wenn eine der Hauptachsen der Schnittelellipse in eine Koordinatenebene fällt. Beim Würfel erledigt sich diese Frage mit der Bemerkung, daß jedes System von zwei orthogonalen Vektoren in der Ebene senkrecht zu \mathfrak{f} zu einem angepaßten System von Eigenlösungen führt, also auch das oben diskutierte System, das auf transversal elektrische und transversal magnetische Schwingungen führt, wobei jede Achse als Vorzugsachse gewählt werden kann.

Beim Rotationsellipsoid, das einem Quader mit 2 gleichen Seiten zugeordnet ist, liegt immer eine Hauptachse der Schnittelellipse in der Ebene gleicher Hauptachsen, wir erhalten also als angepaßte Eigenschwingungen die transversal elektrischen und transversal magnetischen Schwingungen mit der durch ihre höhere Symmetrie nun natürlich ausgezeichneten Achse als Vorzugsrichtung.

Beim dreiachsigen Ellipsoid dagegen kann eine Hauptachse der Schnittelellipsen nur in den oben ausgeschlossenen Fällen, daß die Schnittebene eine Koordinatenachse enthält, in der Ebene zweier Hauptachsen des Ellipsoids liegen. Beim allgemeinen Quader sind also die transversal elektrischen und transversal magnetischen Schwingungen sicher nicht die angepaßten Eigenschwingungen und daher auch nicht zur Beschreibung der Eigenschwingungen des realen Quaders geeignet.

Zur Bestimmung der angepaßten Eigenschwingungen im allgemeinen Quader, bzw. der ihnen zugeordneten Amplitudenvektoren $\mathfrak{U}^{(1)}$ und $\mathfrak{U}^{(2)}$, müssen wir das homogene Gleichungssystem (13) auflösen. Durch das homogene System Gl. (13) sind nur die Verhältnisse $A_x^{(1),(2)} : A_y^{(1),(2)} : A_z^{(1),(2)}$ bestimmt. Man erhält dafür, wie man durch Einsetzen leicht verifiziert,

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{A_y}{A_x} \right)^{(1,2)} &= -\frac{1}{2\alpha} \left\{ \alpha + \beta - \gamma \begin{matrix} + \\ - \end{matrix} K \right\} \frac{bl}{am}, \\ \left(\frac{A_z}{A_x} \right)^{(1,2)} &= -\frac{1}{2\alpha} \left\{ \alpha - \beta + \gamma \begin{matrix} - \\ + \end{matrix} K \right\} \frac{cl}{an}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Dabei bedeuten:

$$\alpha = \frac{b-c}{a} l^2, \quad \beta = \frac{c-a}{b} m^2, \quad \gamma = \frac{a-b}{c} n^2 \quad (14a)$$

und

$$K = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 - 2\alpha\beta - 2\alpha\gamma - 2\beta\gamma}. \quad (14b)$$

Man sieht aus der Definition der α , β , γ (Gl. (14a)), daß K^2 immer positiv ist. Mit der Normierungsbedingung Gl. (7) folgt aus Gl. (14)

$$\left. \begin{aligned} A_x^{(1,2)} &= \frac{2\alpha a/l}{N^{(1,2)}}, \\ A_y^{(1,2)} &= -\frac{b/m \left(\alpha + \beta - \gamma \begin{matrix} + \\ - \end{matrix} K \right)}{N^{(1,2)}}, \\ A_z^{(1,2)} &= -\frac{c/n \left(\alpha - \beta + \gamma \begin{matrix} - \\ + \end{matrix} K \right)}{N^{(1,2)}}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

it:

$$N^{(1,2)} = \frac{\sqrt{a \cdot b \cdot c}}{2} \times$$

$$K^2 \left(\frac{b^2}{m^2} + \frac{c^2}{n^2} \right) \begin{pmatrix} + \\ - \end{pmatrix} K \left[\frac{b^2}{m^2} (\alpha + \beta - \gamma) - \frac{c^2}{n^2} (\alpha - \beta + \gamma) \right]. \quad (15a)$$

mit haben wir die Amplituden der angepaßten Eigenschwingungen gefunden. In der hier gegebenen Darstellung der Amplitudenvektoren scheint die Achse ausgezeichnet zu sein. Es sind jedoch alle drei Richtungen gleichwertig, was durch die Betrachtung deutlich wird, daß man durch die zyklischen Vertauschungen

$$\left. \begin{aligned} A_x &\rightarrow A_y & l &\rightarrow m & a &\rightarrow b & \alpha &\rightarrow \beta \\ A_y &\rightarrow A_z & m &\rightarrow n & b &\rightarrow c & \beta &\rightarrow \gamma \\ A_z &\rightarrow A_x & n &\rightarrow l & c &\rightarrow a & \gamma &\rightarrow \delta \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

in gleichwertigen Darstellungen gelangt.

Dämpfung und Verstimmung.

Hat man die angepaßten Eigenschwingungen gefunden, so läßt sich die zugehörige Dämpfung und Verstimmung sofort angeben. Man erhält, wie im Zusammenhang gezeigt wird, für die Eigenfrequenzstörung

$$2 \frac{\delta \omega^{(1,2)}}{\omega} = (j-1) \frac{d}{2} \int_{\text{Hülle}} (\xi^{(1,2)})^2 df. \quad (17)$$

Der Imaginärteil von $2 \cdot \frac{\delta \omega}{\omega}$ gibt die Dämpfung, der Realteil die Verstimmung des Hohlraums. Ist die Eindringtiefe der elektromagnetischen Wellen in das Metall, wie sie sich beim Skineneffekt an ebenen Grenzflächen ergibt [2]. Das Integral auf der rechten Seite der Gl. (17) läßt sich unter Verwendung der Gl. (5) und (7) durch die normierten Amplitudenvektoren ausdrücken. Man erhält

$$\int_{\text{Hülle}} \xi^2 df = 4 \left\{ \frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} - \frac{abc}{2} \left(\frac{A_x^2}{a} + \frac{A_y^2}{b} + \frac{A_z^2}{c} \right) \right\}. \quad (18)$$

Setzt man die oben (Gl. (15)) gefundenen Amplitudenvektoren ein, so erhält man nach einfacher Rechnung für die Eigenwertstörung

$$\frac{\delta \omega^{(1,2)}}{\omega} = (j-1) \left\{ \frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{1}{c} - \frac{b/m^2 \{K \pm (\alpha + \beta - \gamma)\} + c/n^2 \{K \mp (\alpha - \beta + \gamma)\}}{b^2/m^2 \{K \pm (\alpha + \beta - \gamma)\} + c^2/n^2 \{K \mp (\alpha - \beta + \gamma)\}} \right\}. \quad (19)$$

Setzt man $b = a$, so geht die Gl. (19) über in:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta \omega^{(1)}}{\omega} &= (j-1) \cdot d \left\{ \frac{1}{a} + \frac{1}{c} \right\}; \\ \frac{\delta \omega^{(2)}}{\omega} &= (j-1) \cdot d \left\{ \frac{1}{a} \left[2 - \frac{n^2 \left(1 - \frac{a}{c} \right) \pi^2}{k^2} \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Das sind die bekannten Ausdrücke für die Eigenwertstörung der transversal magnetischen bzw. der transversal elektrischen Eigenschwingungen eines Quaders mit quadratischer Seitenfläche. Für die Eigenwertstörungen beim Würfel folgt aus den Gln. (20), wenn wir auch noch $c = a$ setzen,

$$\frac{\delta \omega^{(1)}}{\omega} = \frac{\delta \omega^{(2)}}{\omega} = (j-1) \frac{2d}{a}. \quad (21)$$

Anhang.

Bei endlicher Leitfähigkeit der Hülle werden die Eigenschwingungen eines Hohlraums durch die Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathfrak{E} &= -j \omega \mu_0 \mathfrak{H}, & \Delta \mathfrak{H} + k^2 \mathfrak{H} &= 0, \\ \text{rot } \mathfrak{H} &= j \omega \varepsilon_0 \mathfrak{E}, & \text{bzw. } \text{div } \mathfrak{H} &= 0, \\ [\mathfrak{E}n] + \kappa \text{rot } \mathfrak{E} &= 0, & [\text{rot } \mathfrak{H} n] + \kappa k^2 \mathfrak{H} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (A1)$$

beschrieben. Die gegenüber den Gln. (1) im Text veränderte Randbedingung folgt einfach aus der Theorie des Skineneffekts an ebenen Grenzflächen [2] · κ ist

$$\kappa = (1-j) \frac{d}{2}, \quad (Aa)$$

wobei d die Eindringtiefe des Feldes in das Metall ist, die sich in bekannter Weise aus den Materialkonstanten der Hülle und des Mediums im Hohlraum und der betrachteten Frequenz berechnet. Wir denken uns nun zwei verschiedene Eigenlösungen der Gln. (A1) $\mathfrak{H}^{(1)}, \mathfrak{H}^{(2)}$ mit den Eigenwerten k_1, k_2 die für den Grenzfall $\kappa \rightarrow 0$ (idealer Hohlraum) in ein Paar „angepaßter“ Eigenlösungen $\mathfrak{H}_0^{(1)}, \mathfrak{H}_0^{(2)}$ der Gln. (3) zum zweifachen Eigenwert k_0 übergehen mögen. Multipliziert man nun die für die verschiedenen Eigenlösungen geltenden Gleichungen nach folgendem Schema skalar mit den rechts daneben geschriebenen Feldgrößen

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathfrak{H}^{(1)} &= -k_1^2 \mathfrak{H}^{(1)} & -\mathfrak{H}^{(2)} \\ \Delta \mathfrak{H}^{(2)} &= -k_2^2 \mathfrak{H}^{(2)} & \mathfrak{H}^{(1)} \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned} \Delta \mathfrak{H}_0^{(1)} &= -k_1^2 \mathfrak{H}_0^{(1)} & -\mathfrak{H}_0^{(2)} \\ \Delta \mathfrak{H}_0^{(2)} &= -k_2^2 \mathfrak{H}_0^{(2)} & \mathfrak{H}_0^{(1)} \end{aligned} \right\}$$

addiert die jeweils untereinander stehenden Gleichungen und integriert über das Hohlraumvolumen, so erhält man zwei Gleichungen, deren linke Seiten man mit Hilfe des GAUSSschen Satzes in Oberflächenintegrale verwandeln kann. Führt man das durch, so folgt

$$\left. \begin{aligned} \int_{\text{Hülle}} [\mathfrak{H}^{(2)} \text{rot } \mathfrak{H}^{(1)}] n df + \int_{\text{Hülle}} [\text{rot } \mathfrak{H}^{(2)} \mathfrak{H}^{(1)}] n df \\ = (k_2^2 - k_1^2) \int_V (\mathfrak{H}^{(1)} \mathfrak{H}^{(2)}) d\tau, \end{aligned} \right\} \quad (A3)$$

$$\left. \begin{aligned} \int_{\text{Hülle}} [\mathfrak{H}_0^{(2)} \text{rot } \mathfrak{H}^{(1)}] n df + \int_{\text{Hülle}} [\text{rot } \mathfrak{H}_0^{(2)} \mathfrak{H}^{(1)}] n df \\ = (k_0^2 - k_1^2) \int_V (\mathfrak{H}^{(1)} \mathfrak{H}_0^{(2)}) d\tau. \end{aligned} \right\} \quad (A4)$$

Setzt man die Randbedingung dritte Gl. (A1) in die Oberflächenintegrale der Gleichungen (A3) ein, so erhält man

$$\kappa \int_{\text{Hülle}} (\mathfrak{H}^{(1)} \mathfrak{H}^{(2)}) df = \int_V (\mathfrak{H}^{(1)} \mathfrak{H}^{(2)}) d\tau. \quad (A5)$$

Daraus folgt im Limes $\kappa \rightarrow 0$ die Orthogonalität der angepaßten Eigenlösungen

$$\int_V (\mathfrak{H}_0^{(1)} \mathfrak{H}_0^{(2)}) d\tau = 0. \quad (A6)$$

Setzt man ebenso die Randbedingung dritte Gl. (A1) für $\mathfrak{H}^{(1)}$ und die entsprechende Randbedingung 2. Gl. (3) für $\mathfrak{H}_0^{(2)}$ in die Oberflächenintegrale der Gl. (A4) ein, so erhält man

$$-k_1^2 \kappa \int_{\text{Hülle}} (\mathfrak{H}_0^{(2)} \mathfrak{H}^{(1)}) df = (k_0^2 - k_1^2) \int_V (\mathfrak{H}_0^{(2)} \mathfrak{H}^{(1)}) d\tau. \quad (A7)$$

Für $\kappa \rightarrow 0$ gibt:

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0} \frac{k_1^2 - k_0^2}{k_1^2 \kappa} = \lim_{\kappa \rightarrow 0} 2 \frac{\delta k^{(1)}}{k_0 \kappa},$$

wie aus der folgenden Gleichung (A12) hervorgeht, einen endlichen Wert. Andererseits ist

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0} \int_V (\mathfrak{H}^{(1)} \mathfrak{H}_0^{(2)}) d\tau = \int_V (\mathfrak{H}_0^{(1)} \mathfrak{H}_0^{(2)}) d\tau = 0.$$

Damit folgt aus Gl. (A7) für $\kappa \rightarrow 0$ die im Text verwendete Beziehung

$$\int_{\text{Hülle}} (\mathfrak{H}_0^{(1)} \mathfrak{H}_0^{(2)}) df = 0. \quad (A8)$$

Zur Bestimmung der Eigenwertstörung $\delta k_1 = k_1 - k_0$ setzen wir: $\mathfrak{H}^{(1)} = \mathfrak{H}_0^{(1)} + \delta \mathfrak{H}_1$. Damit wird aus den Gln. (A1), wenn wir nur Glieder erster Ordnung berücksichtigen und

von den für das Feld ξ_1^0 gültigen Gl. (3) Gebrauch machen,

$$\left. \begin{aligned} \Delta \delta \xi_1^{(1)} &= -2 k_0 \delta k_1 \xi_0^{(1)} - (k_0)^2 \delta \xi_1, \\ \operatorname{div} \delta \xi_1 &= 0, \\ [\operatorname{rot} \delta \xi_1 \mathbf{n}] + \kappa k_0^2 \xi_0^{(1)} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{A9})$$

Wir multiplizieren nun die erste Gl. (A9) mit $\xi_0^{(1)}$ und integrieren über das Hohlraumvolumen. Da wegen der ersten Gl. (3) $(k_0)^2 \xi_0^{(1)} = -\Delta \xi_0^{(1)}$ ist, erhält man

$$\int_V (\xi_0^{(1)} \Delta \delta \xi_1 - \delta \xi_1 \Delta \xi_0^{(1)}) d\tau = -2 k_0 \delta k_1 \int_V (\xi_0^{(1)})^2 d\tau. \quad (\text{A10})$$

Setzen wir voraus, daß $\xi_0^{(1)}$ normiert ist, also $\int_V (\xi_0^{(1)})^2 d\tau = 1$

wird, so erhält man, wenn man die linke Seite der Gl. (A10) nach dem GAUSSschen Satz in ein Oberflächenintegral umformt,

$$\int_{\text{Hülle}} [\operatorname{rot} \delta \xi_1 \xi_0^{(1)}] \mathbf{n} df + \int_{\text{Hülle}} [\operatorname{rot} \xi_0^{(1)} \delta \xi_1] \mathbf{n} df = -2 k_0 \delta k_1. \quad (\text{A11})$$

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen dritte Gl. (A9) und dritte Gl. (3) ergibt sich somit für die Eigenwertstörung in erster Näherung

$$\frac{\delta k_1}{k_0} = \frac{\delta \omega_1}{\omega_0} = -\frac{\kappa}{2} \int_{\text{Hülle}} (\xi_0^{(1)})^2 df. \quad (\text{A12})$$

Zusammenfassung.

Es wurde gezeigt, daß in einem allgemeinen Quader mit endlicher Leitfähigkeit der Hülle die transversal elektrischen und transversal magnetischen Eigenschwingungen, die für den Grenzfall idealer Leitfähigkeit zum gleichen Eigenwert gehören, nicht zur Beschreibung des Schwingungszustandes geeignet sind, sondern gewisse darauf gebildete Linearkombinationen, die „angepaßten“ Eigenschwingungen. Die Bestimmung dieser angepassten Eigenschwingungen wird auf ein einfacheres geometrisches Problem zurückgeführt und die zugehörige Dämpfung und Verstimmung berechnet.

Literatur. [1] BORGNIS, F.: Ann. Physik **35**, 359 (1939). — [2] FRANK, P. A., u. R. v. MISES: Differential und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. Bd. II. 2. Aufl. S. 876.

Dozent Dr. ROLF MÜLLER, Inst. f. theor. Physik d. T. H. München 2, W. v. Dyckpl. 1.

Dr. ERNST RUCH, München, Lindenschmidtstr. 21.

Betrachtungen und Versuche zum dynamischen Sekundärelektronenvervielfacher*.

VON HEINZ BENEKING.

Mit 19 Textabbildungen.

(Eingegangen am 11. Februar 1952.)

Einleitung.

Im Anschluß an die Versuche von FARNSWORTH [1] über die Möglichkeit einer *dynamischen* Stromverstärkung durch sekundäremissionsfähige Schichten wurden von verschiedenen Seiten Untersuchungen in dieser Richtung ausgeführt [2–6]. Theoretisch befaßten sich HENNEBERG u. A. sowie ORTHUBER u. RECKNAGEL [7], [8] mit den dabei anfallenden Problemen. Praktische Anwendungen wurden erprobt oder auch nur vorgeschlagen [1], [9], [10], [11]. Daneben liefen Betrachtungen zur Schwingungsanfachung durch Elektronenströmungen in elektrischen Feldern [12] bis [15], während KREBS den Einfluß solcher Elektronenpendelungen auf die Leistungsverhältnisse beim Klystron untersuchte [16]. Den anschließenden Komplex des ultradynamischen Widerstandes behandelte J. MUELLER [17] in mehreren Arbeiten; eine zusammenfassende Literaturschau findet sich in [18].

In der vorliegenden Arbeit wird der Fall betrachtet, daß primäre Elektronen senkrecht durch ein Wechselfeld hindurchtreten und dabei durch *dynamische* Vervielfachung sekundäre Elektronen erzeugen, die dann an dem dem Eintritt der primären Elektronen entgegengesetzten Ende der sekundäremissionsfähigen Prallplatten abgesaugt werden (s. Abb. 3). Verschiedene in Zusammenhang mit dieser Anordnung interessierende Fragen werden theoretisch und experimentell untersucht.

A. Theoretische Betrachtungen.

1. Die Bahngleichung der Elektronen.

Legen wir die Koordinaten so, daß längs der einen Prallplatte der Länge l die x -Achse verläuft, senk-

recht dazu an der der Elektroneneinströmung zugewandten Kante die z -Achse, wo dann bei $z = 0$ die zweite Prallplatte parallel der x -Achse verläuft wieder bis $x = l$, können wir bei Beschränkung auf ein homogenes Feld $\mathcal{E} = \frac{U}{d}$ setzen

$$\ddot{z} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U}{d}, \quad (1)$$

wo e die Elementarladung und m die Elektronenmasse sind. Nimmt man einen sinusförmigen Verlauf der Speisespannung U mit der Zeit t an, also $U = U_0 \sin \omega t$, so folgt nach zweimaliger Integration für den Ort des Elektrons

$$z = \frac{e U_0}{m \omega^2} \left\{ \sin \varphi_0 - \sin \omega t + (\omega t - \varphi_0) \cos \varphi_0 \right\} + \frac{v_{0z}}{\omega} (\omega t - \varphi_0), \quad (2)$$

wenn $\varphi_0 = \omega t_0$ der Startphasenwinkel des betrachteten Elektrons ist und v_{0z} seine Austrittsgeschwindigkeit aus der Prallplatte. Sollen die aus der zweiten Platte herausgelösten Sekundärelektronen die entsprechenden Feldverhältnisse vorfinden wie an der ersten Platte die zugehörigen primären, muß offenbar in einer ungeraden Anzahl von Halbperioden der Wechselspannung U von den Elektronen die Strecke $z = d$ durchlaufen werden. Für eine Halbperiode folgt aus (2)

$$d = \frac{\pi e U_0}{m \omega^2} + \frac{\pi v_{0z}}{\omega}, \quad (3)$$

wenn man $\varphi_0 = 0$ zugrunde legt. Dieser Fall erscheint am günstigsten, da dann (3) noch für $\varphi_0 = \varphi_0^m \equiv 64,7^\circ$ gilt, während für Startphasenwinkel mit $0 < \varphi_0 < \varphi_0^m$ ein Aufholen resultiert, wie später gezeigt wird. In Abb. 5 sind für verschiedene Austrittsenergien der Elektronen die aus (3) ermittelten Zuordnungen von U_0 und $d \cdot \nu$ stark ausgezogen auf

* Die vorliegende Arbeit ist ein Auszug aus einer Dissertation, deren vollständige Exemplare bei der math.-naturwiss. Fakultät der Universität Hamburg zu erhalten sind.

getragen, wobei $2\pi\nu = \omega$. Schreiben wir für (3)
 $= \frac{\pi e U_0}{m d^2 \omega^2} + \kappa_0$, wo jetzt $\kappa_0 = \frac{\pi v_{0z}^2}{d\omega}$ ein relatives
 Maß der zugrunde gelegten Anfangsgeschwindigkeit
 $v_{0z} = v_{0z}$ ist, läßt sich U_0 aus (2) eliminieren und
 durch Einführung der normierten Koordinate $\zeta = \frac{\pi z}{d}$
 allgemeingültig jede jetzt mögliche Bahnkurve mit
 κ_0, κ schreiben als

$$= (1 - \kappa_0) \{ \sin \varphi_0 - \sin \omega t + (\omega t - \varphi_0) \cos \varphi_0 \} + \kappa (\omega t - \varphi_0). \quad (2a)$$

Aus Abb. 1, in der für alle $\varphi_0 \equiv 20^\circ$ bei $\kappa = \kappa_0 = 0$ die
 Bahnkurven entsprechend (2a) gezeichnet sind, kann
 man sämtliche — und auch rechnerisch verfolgbare —
 wesentlichen Schlüsse ohne Schwierigkeit ziehen. Man erkennt: 1. Das Aufholen der Elektronen,
 die mit einem φ_0 zwischen $0, \varphi_0^m$ starten, also eine
 Phasenfokussierung. In der folgenden Abb. 2
 sind die näherungsweise errechneten Auftreffphasen
 $\varphi_1 + \varphi_2$ in Abhängigkeit von φ_0 für verschiedene Werte
 von $\kappa = \kappa_0$ aufgetragen. Oberhalb φ_0^m tritt dann der
 entgegengesetzte Vorgang ein, nämlich ein zunehmendes
 Auseinanderlaufen, bis die Bahn mit $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$
 erst nach einer Vollperiode auftrifft, allerdings
 wieder auf die Ausgangsplatte. Bis $\varphi_0 = \pi$ nimmt
 die Laufzeit dann bis 0 ab. 2. Bis zu einem $\varphi_0 \approx 70^\circ$
 erreichen die Elektronen die gegenüberliegende
 Platte in der ersten Halbschwingung, wobei die
 Auftreffgeschwindigkeit (proportional dem Tangens
 der Bahnkurve mit der Waagerechten) von dem bei
 $\varphi_0 = 0$ vorhandenen Maximum w_{max} , entsprechend
 einer Energie von

$$\varepsilon_{max} = \frac{2}{\pi} \cdot e \cdot U_0, \quad (4)$$

kontinuierlich über

$$\{w\}_{\varphi_0 = \varphi_0^m} = w_{max} \cdot \cos \varphi_0^m \quad (5)$$

bis Null bei fast 70° abfällt. 3. Bis $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ schließt
 sich ein Gebiet an, in dem zwar die gegenüberliegende
 Platte erreicht wird, jedoch nach $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ zu mit einer
 schließlich beliebig groß werdenden Zahl von Pende-
 lungen. Dabei nimmt die Auftreffgeschwindigkeit
 gebietsweise zu und wieder ab bis Null, wobei die zu
 $w = 0$ gehörenden φ_0 -Werte rechnerisch gut zu-
 gänglich sind. Dazu dienen die Ortskurven der
 relativen Bahnmaxima ξ , deren Indizes darauf hin-
 weisen, daß für jeden folgenden Quadranten eine
 andere Darstellungsform gilt, die man leicht nach
 Differentiation der Bahnkurven (2a) erhält. Be-
 deutet der obere Index n von ξ_m^n die Zahl der bereits
 vollständig durchlaufenen Perioden, der untere m
 die Zahl des betrachteten Quadranten, gilt für

$$\left. \begin{aligned} m=1,2 \quad \xi_m^n &= \{(-1)^{m+1} - 1\} \sin \omega t \\ &\quad + 2\pi n \cos \omega t \\ m=3,4 \quad \xi_m^n &= \{(-1)^{m+1} - 1\} \sin \omega t \\ &\quad + \{2\omega t - 2\pi(n+1)\} \cos \omega t \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$[0 \leq \xi \leq \pi]$.

Für die Pendelvervielfachung ist die Analyse des
 Bahnverlaufs bezüglich des zu erwartenden Rau-
 schens der Anordnung von Interesse; wichtiger noch

ist die Tatsache, daß Folgerungen für die notwendigen
 Betriebsdaten gezogen werden können. Denn die
 Elektronen sollen jeweils mit einer so hohen Ge-
 schwindigkeit auf die Prallplatten treffen, daß sie in
 der Lage sind, Sekundärelektronen mit einem
 Koeffizienten $\sigma \geq 1$ herauszulösen, während die Phase
 der angelegten Wechselspannung gerade derart ist,

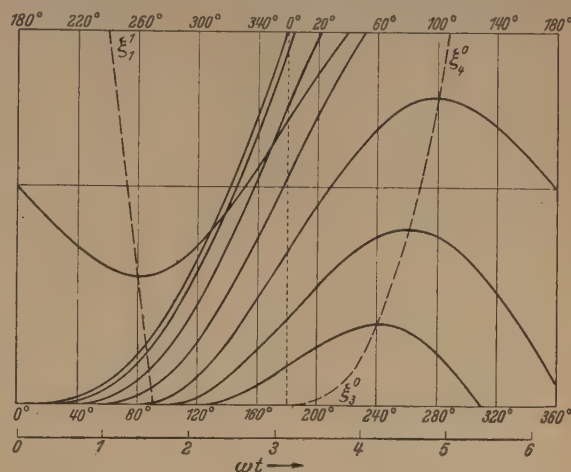


Abb. 1. Bahnkurven der Elektronen.

daß diese gebildeten Sekundärelektronen auch in den
 Pendelraum eintreten und selbst wieder nach einer
 erfolgten Beschleunigung sekundäre Elektronen aus-
 lösen können. Dadurch entstehen verschiedene be-
 vorzugte Elektronengruppen, die wiederum auf das
 Rauschen Einfluß haben. Um überall eine jeweils
 gleiche Verstärkung pro Pendelung zu erhalten,
 sollte die Höhe der angelegten Wechselspannung so
 gewählt werden, daß für sämtliche Auftreffphasen,
 die, auf die Dauer gesehen, für die Vervielfachung

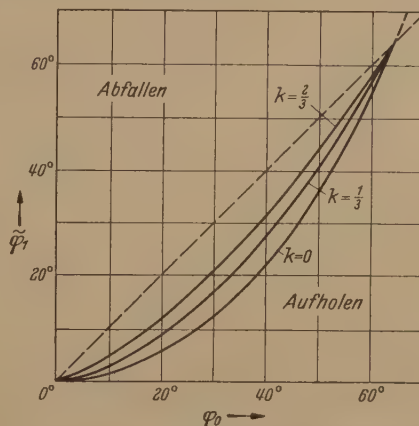


Abb. 2. Die Auftreffphase in Abhängigkeit vom Startphasenwinkel.

von Bedeutung sind, ein etwa gleicher Sekundär-
 emissionskoeffizient vorhanden ist. Eine Abschätzung
 im Anschluß an (4), (5) und (6) zeigt, daß bei der
 üblichen Abhängigkeit der σ -Werte von der Auftreff-
 spannung (s. etwa Abb. 19) für genügende Sekundär-
 emission U_0 mindestens 450 Volt sein sollte,
 während im Falle einer gleichmäßig hohen Ausbeute
 bei den verschiedenen Phasenwinkeln sogar 1600 Volt
 gefordert werden müßte. Normalerweise wird dieser
 Forderung nicht Genüge getan werden können, ist
 doch die Erzeugung hoher Hf-Wechselspannungen
 wegen der Kapazitätseinflüsse schwierig. Beschränkt
 man sich auf niedere Amplituden der Größenordnung

100 Volt, tritt eine einseitige Bevorzugung der Phase Null auf. Will man ausgangsseitig nur den schwachen Elektroneneinstrom, verstärkt durch die Pendelvervielfachung, registrieren, spielt das keine Rolle, anders jedoch, wenn man einen dichtemodulierten Einstrom entsprechend zu verstärken sucht. Die Verhältnisse liegen analog denen bei einer Impulsmodulation, wo bei vorgegebener Form der Impulse eine bestimmte maximale Modulationsfrequenz nicht überschritten werden darf, soll der Ausgangsstrom ein getreues Bild des Eingangstroms sein. Hier ist die Impulsbreite wesentlich durch den nutzbaren Auftreffphasenbereich der Pendelelektronen gegeben, wobei die Größe des Pendelstroms, das Pendelfeld selbst wie die Zahl der Pendelungen längs der Prallplatten ebenfalls mitwirken.

2. Leistungsverhältnisse.

Unter Beachtung von (4) ist offenbar die obere Grenze der notwendigen Leistung

$$L_{\max} = 2 \nu \cdot n^0 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot e \cdot U_0, \quad (7)$$

wenn n^0 die Gesamtzahl der Elektronen bedeutet. Denn $\frac{2}{\pi} \cdot e \cdot U_0$ ist entsprechend den Betrachtungen unter 1. die maximale Energie, die pro Halbperiode, also während der Zeit $t = \frac{1}{2\nu}$, aufgenommen wird. Der mittlere Strom der n^0 Elektronen ist $i^0 = 2 \nu n^0 \cdot e$, denn definitionsgemäß ist Strom die pro Zeiteinheit fließende Ladung. Damit ist

$$L_{\max} = \frac{2}{\pi} \cdot i^0 \cdot U_0. \quad (7a)$$

Den Strom $i^0 = i_0^0$, der am Anfang des Prallplattenkondensators pendelt, ermitteln wir direkt mit dem den Kathodenstrom anzeigenden Gleichstrom-Instrument, dessen Skalenwert $J_{\text{ein}} = i_0^0$ ist. Im Verlauf der Pendelungen steigt die zu bewegend Elektronenmenge von n^0 über $\sigma \cdot n^0 \dots$ bis $n^0 \sigma^{m-1}$ an, wobei sich der im Anoden- oder Auffängerkreis gemessene Ausstrom J_{aus} nach m Pendelungen durch die Anzahl $n^0 \cdot \sigma^m$ pro Halbperiode der Pendelfrequenz ergibt. Bildet man die Summe über sämtliche Pendelungen, gilt insgesamt

$$L_{\max} = \frac{2}{\pi} \cdot U_0 \cdot \frac{J_{\text{aus}} - J_{\text{ein}}}{\sigma - 1}. \quad (7b)$$

Würden im Gegensatz zu der bisherigen Annahme sämtliche Elektronen mit $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ starten, wäre der resultierende Strom gegen die Spannung um $\frac{\pi}{2}$ phasenverschoben und es gälte

$$\{L\}_{\varphi_0 = \frac{\pi}{2}} = 0. \quad (8)$$

Die verbrauchte Leistung exakt zu berechnen, erforderte die genaue Kenntnis der phasenmäßigen Elektronenverteilung wie des Zeitpunkts des jeweiligen Auftreffens auf die Prallplatten, abgesehen von der mitbekommenen Primärenergie beim Herauslösen. Unter Beachtung von (7b) und (8) läßt sich ohne genaues Eingehen auf diese schwierigen und teils unbekannten Verhältnisse jedoch eine vernünftige Näherung angeben, nämlich

$$L \triangleq 0,5 \cdot L_{\max} \quad \text{oder} \quad L \triangleq \frac{1}{\pi} \cdot U_0 \cdot \frac{J_{\text{aus}} - J_{\text{ein}}}{\sigma - 1}. \quad (7c)$$

Daß bei den bisherigen Betrachtungen Raumladungseinflüsse außer acht bleiben können, erscheint bei Beschränkung auf Ströme der Größenordnung μA in Gegenwart von Feldern von 100 V/cm klar; jedoch ist zu beachten, daß das Wechselfeld durch Null geht wodurch doch ein Einfluß möglich scheint. Die in Abb. 5 gezeigten Meßkurven der Frequenz-Spannungs-Beziehung (3) zeigen nach höheren Spannungswerten zu eine kleine Verschiebung, die so deutbar ist.

3. Rückpendelung.

Für den Vorschub der Elektronen senkrecht zum Pendelfeld, zum Auffänger hin, ist das angelegte Absaugfeld verantwortlich, wie unter 5. näher behandelt. Für ein stabiles Arbeiten der Anordnung ist dabei zu fordern, daß das Absaugfeld eine Mindestgröße nicht unterschreitet. Es könnte sonst ein Teil der ausgelösten Sekundärelektronen die Ausgangsstelle der zugehörigen primären erreichen, da das Absaugfeld einen zu geringen Vorschub erteilt, also daß die infolge der kontinuierlichen Winkelverteilung der Sekundärelektronen rückwärts — bezogen auf das absaugende Längsfeld — gestarteten Elektronen weit genug in Richtung auf den Auffänger hin vorankämen. Wenn schließlich die Absaugspannung völlig fehlt, pendelt der gesamte Strom der Dichte j mit σj zurück, bildet $\sigma^2 j \dots$ usf. Die Elektronen kommen zwar durch die stark veränderte Raumladung außer Takt, weil sie phasenmäßig in Gebiete abgedrängt werden, in denen σ kleiner ist als bei $\varphi_0 = 0$, jedoch ist bei genügendem Leistungsnachschub, also konstant bleibender Speisewechselspannung, nicht abzusehen, bei welchen j^* -Werten das geschieht. Eine Zerstörung der Röhre kann also die Folge sein. Liegt dagegen die zur Verfügung stehende Leistung unter dem Wert, der dafür in einzelnen notwendig ist, so wirkt der skizzierte Effekt der phasenmäßigen Verschiebung schon durch Abfall von U_0 schließlich dahin, daß sich ein stabiler Endzustand ausbildet, der jetzt — ohne Zufuhr einer primären Elektronenzahl — dauernd bestehen bleibt. Allein zum Anfachen ist es notwendig, auf irgendeine Weise Elektronen phasenrecht in den Pendelraum zu bringen. Der sich einspielende Zustand bleibt dann solange erhalten, als der den Ausgangspunkt von j^* treffende Strom der Dichte $\tilde{j}^* \geq \frac{j^*}{\sigma}$ ent-

spricht. Ist die zugehörige Dichte geringer, verlischt die Entladung. RHODE [19] etwa bemerkt bei der Untersuchung der Druckabhängigkeit der Brenn- und Zündspannung von Glimmentladungen in Gasen bei Verwendung von Frequenzen der Größenordnung 100 MHz, daß die selbständige Entladung verlischt, falls an die Abtastsonde im Glimmraum eine zu hohe positive Gleichspannung gegenüber den Elektroden angelegt wird. Wie hier ist dort der Verlust an Elektronen zu groß bzw. die Nachlieferung zu gering, als daß der Vorgang aufrecht erhalten bleiben könnte.

4. Ionisation.

Infolge des vielmaligen Hin- und Her-Laufens der Elektronen kann im Prallraum teilweise eine völlige Ionisation des Restgases vorliegen. Visuell beobachtet man dann ein fahles Leuchten. Die Verhältnisse sind dabei denen in modernen Röhren

hnlich (z. B. Wanderfeldröhre), wo wegen der hohen Stromdichte im Elektronenstrahl dieser ebenfalls eine völlige Ionisierung bewirkt. Das ist für die Verstärkung und die Stabilität eines Pendelvervielfachers nicht wesentlich, solange der Gasdruck nicht so hoch ist, daß ein wesentlicher Teil von Elektronen in seinem Lauf gehindert wird und sich entgegen dem Zug des absaugenden Längsfeldes bewegt. Dann wird allerdings die Rückpendelung unterstützt, und die Anordnung wird instabil. Durch die bei der Ionisierung entstehende positive Raumladung wird die zuvor nur mit der Elektronenströmung belastete Prallplattenkapazität zwar geändert, doch läßt sich dem durch Veränderung der Betriebsgrößen Frequenz, Spannung nicht Rechnung tragen. Der Gedanke liegt nahe, wegen der möglichen starken Ionisierung des Raums zwischen den Prallplatten die Anordnung als Ionenquelle zu verwenden. Ein wesentlicher Vorteil gegenüber den statischen Methoden wäre neben der erreichbaren hohen Ionenausbeute die nur thermische Geschwindigkeit der den Pendelraum verlassenden Ionen. Die Anordnung träte damit in Konkurrenz zu den neuerdings verwendeten elektrodenlosen Ionenladungen, zur Ionenerzeugung, wie sie etwa von HALL [20] und NEUBERT [21] beschrieben sind.

5. Die Stromverstärkung.

Die Verstärkung des Einstroms J_{ein} zum Ausstrom $J_{aus} = \sigma^m \cdot J_{ein}$ hängt bei festen sonstigen Betriebswerten nur noch von der Stärke des absaugenden Längsfeldes ab, wobei eine Vergrößerung des Feldes die Zahl m der Pendelungen verkleinert und umgekehrt. Die tatsächliche Bahnkurve der Elektronen in Richtung x des Zugfeldes ist schwierig zu erfassen, grob ist der jeweilige Vorschub pro Pendelung entsprechend einer Fallbewegung im elektrischen Feld gegeben zu

$$\overline{\Delta x} = \frac{1}{2} (\Delta t)^2 \cdot \frac{e}{m} \cdot E_x, \quad (9)$$

wenn E_x , die Zugfeldstärke, zahlenmäßig gleich $E_x = \frac{U_A}{l_x}$ gesetzt wird, wo U_A die Spannung zwischen Absauganode und Kathode, l_x der Abstand dieser Elektroden voneinander ist. Der Querstrich über Δx deutet dabei an, daß es sich wegen der verschieden gerichteten Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen um einen Mittelwert handelt, während das außerachtlassen der wesentlich feldverzerrenden Wirkung der Prallplatten und ihres Potentials der Grund für die nur grobe Gültigkeit von (9) ist. Führt man eine fiktive Länge l'_x für l_x ein, kann dem Rechnung getragen werden, wobei sich l'_x aus der Messung ergibt. Die Zeit Δt einer Pendelung, während der der Vorschub um $\overline{\Delta x}$ erfolgt, ist dabei die Dauer einer Halbperiode der angelegten Pendelfrequenz, also $\Delta t = \frac{1}{2\nu}$. Ist die Länge der Prallplatten l , gilt für die Zahl der möglichen Pendelungen

$$m = 1 + \frac{l}{\Delta x}, \quad (10)$$

wobei man formal wegen der Beziehung

$$\overline{\Delta x} = \alpha \cdot U_A \quad (11)$$

mit $l = \alpha \cdot U'$ eine Spannung U' einführen kann, deren Größe bei jedem Versuch, der die Frequenz

und die Geometrie der Anordnung konstant läßt, eine Apparatekonstante ist. Mit $m = 1 + \frac{U'}{U_A}$ und der Verstärkung $V = \sigma^m$ müßte damit die Beziehung

$$\log \sigma = \frac{\log V}{1 + U'/U_A} \quad (12)$$

eine experimentelle Prüfung der Formel (10) gestatten, da U' ein fester Wert, U_A und V meßbar sind, andererseits σ bekannt ist. Wie sich im experimentellen Teil ergibt, liegt der so bestimmte σ -Wert σ_w über dem statisch ermittelten, doch ist bei einer Veränderung von U_A in weiten Grenzen der Ausdruck (12) unabhängig von U_A . Würde unterhalb eines Schwellenwertes $U_A = U_A^*$ eine Rückpendelung einsetzen, müßte sich das wie eine Vergrößerung des wirksamen Sekundäremissionskoeffizienten auswirken; die Kurve $\log \sigma_w = \frac{\log V}{1 + U'/U_A}$ als Funktion von U_A sollte somit für große Werte der Absaugspannung U_A eine der Abszisse parallele Gerade sein, um nach kleinen Spannungswerten hin stark anzusteigen.

Denkt man an die Verwendung der Anordnung zur Spannungsverstärkung, indem man den primären Strom dichtemoduliert, wie es auch bei einer gewöhnlichen Verstärkerröhre üblich ist, wobei die verstärkte Spannung an einem im Anodenkreis liegenden Außenwiderstand abgenommen wird, so tritt eine Schwierigkeit ein. Infolge des für einen großen Ausstroms hohen Spannungsabfalls an dem eingefügten Außenwiderstand ist die an der Röhre wirksame Absaugspannung in diesem Fall geringer als bei einem kleinen Strom. Damit wird aber im Anschluß an (12) ein starker Einstrom mehr verstärkt als ein schwacher, womit die Anordnung nicht linear arbeitet. Eine zur Dichtemodulation einem Steuergitter in Kathodennähe aufgeprägte Steuerspannung würde am Anodenkreis-Widerstand verzerrt erscheinen, der Klirrfaktor wäre bei hohen Aussteuergraden beträchtlich. Gelänge es, den Durchgriff des Anodenpotentials durch den Prallraum auszuschalten, indem man das Absaugfeld durch eine Hilfelektrode erzeugt, müßte eine lineare Kennlinie, wie man sie meist wünscht, erhaltbar sein. Denkt man an den Aufbau moderner Mehrgitterröhren, so erhellt, daß hier die Verwendung eines Schirmgitters angezeigt ist, das für die Aufrechterhaltung eines konstanten, von dem jeweilig fließenden Strom unabhängigen Absaugfeldes sorgt. Weiter unten ist experimentell belegt, daß die hier geführten Überlegungen zu Recht bestehen, und daß dieserart eine Linearisierung des Verlaufs der Arbeitskennlinie möglich ist.

B. Experimentelle Prüfung.

1. Frequenz-Spannungs-Beziehung.

a) Die Meßapparatur.

α) Die Wechsellspannungsquelle.

Zur Erzeugung der Hochfrequenzschwingung wurde ein Leistungsmeßsender der Fa. Rohde u. Schwarz benutzt. Der unsymmetrische niederohmige Ausgang wurde induktiv mit einem Lechersystem gekoppelt, um die notwendige Spannung zu erhalten. Im Spannungsbauch der in üblicher Weise durch Veränderung der Länge abstimmbaren Lecher-

leitung wurde dann das Plattenpaar der zu untersuchenden Röhre angeschlossen.

β) Hf-Spannungsmessung.

Zu Beginn der Arbeiten stand nur ein Meßgerät mit einem maximalen Meßbereich von 2 V zur Ver-

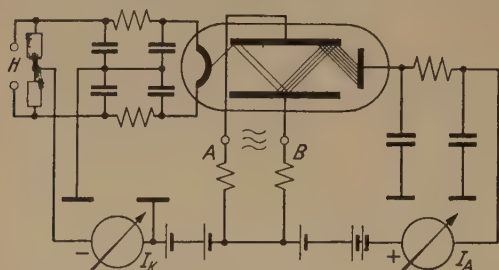


Abb. 3. Schema des Versuchsaufbaus und der Vervielfachung. I_K Kathodenstrom, I_A Anodenstrom, AB Hochfrequenzspannung, H Heizspannung.

fügung, das mit einem frequenzmäßig geeichten Spannungsteiler aus Schichtwiderständen zusammen verwandt wurde. Später wurde ein Rohde u. Schwarz-Voltmeter Typ UDND benutzt, auf dessen Tastkopf ein kapazitiver Vorsteckteiler aufgesetzt werden konnte. Die Symmetrierung geschah wie im ersten Fall mit einer kleinen Zusatzkapazität.

γ) Stromversorgung.

Die benötigten Gleichspannungen wurden röhrenstabilisierten Netzgeräten entnommen (Fabrikat

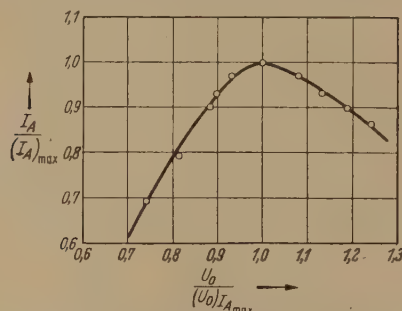


Abb. 4. Eine Resonanzkurve zur Bestimmung der optimalen Betriebswerte.

P. Steinlein); die Heizung der Elektronen emittierenden Heizfäden geschah in jedem Fall aus Akkumulatoren, um Schwankungen des primär eintretenden Stromes möglichst zu verhindern.

δ) Abschirmung.

Um eine störende Einstreuung von Hf zu vermeiden, wurden in alle außer den zu den Prallplatten führenden Zuleitungen π -Glieder als Hf-Sperren eingefügt. Außerdem geschah eine teilweise Abschirmung durch Metallwände.

b) Die Messung.

Der Aufbau der Meßapparatur sah entsprechend la so aus, wie Abb. 3 zeigt. Es wurde so vorgegangen, daß bei gegebenem Kathodenstrom J_k und jeweils fester Anodenabsaugspannung U_A bei gewählter Frequenz ν die Höhe der angelegten Wechsellspannung variiert wurde. Der Wert U_0 , bei dem der Anodenstrom sein Maximum hat, wurde jeweils graphisch bestimmt. Abb. 4 gibt in relativen Werten eine einer Auswertung zugrunde liegende Meßkurve, bei der die Abhängigkeit des resultierenden Anodenstroms von der Höhe der

Wechsellspannungsamplitude aufgetragen ist. Im gegenüber hohen Spannungswerten steilere Abfall der Verstärkung nach geringeren Spannungen erklärt sich aus dem geringeren Sekundäremissionsvermögen der Prallplatten für niedrige Spannung. Zur Breite der „Resonanzkurve“ trägt wesentlich die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen bei. In Abb. 4 erhaltenen Maximalwerte sind in Abb. 5 eingetragen, gesondert für zwei Röhren. Der Unterschied der beiden Kurven untereinander beruht zum einen von dem nicht genau innegehaltenen Abstand d (bei Röhre I statt 2,0 cm nur 1,9 cm) zum anderen durch die nicht genau gleiche Austrittsarbeit für Mg-MgO und Cu-Be her. Die mittlere Anfangsgeschwindigkeit, entsprechend einer Energie von 2 eV bis 3 eV, stimmt mit Messungen von KOLLATH [22] überein. Das leichte Ansteigen der Kurven nach höheren Spannungswerten zu dürfte, wie in Teil A gestreift, ein Raumladungseffekt sein. Dabei wurden die Meßpunkte der Abb. 5 mit einem jeweils möglichst geringen Elektronenstrom

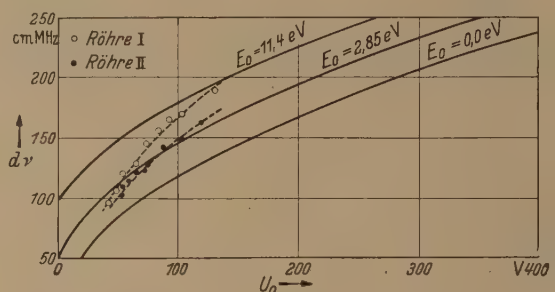


Abb. 5. Meßkurven für die Frequenz-Spannungs-Beziehung.

wonnen; bei größerer Elektronendichte ergab sich eine geringfügige Vergrößerung des jeweils gehörigen U_0 -Wertes. Was dagegen einen nicht völlig klaren, aber großen Einfluß hatte, war die Veränderung der Anoden-Absaugspannung, wovon in einem Fall Abb. 6 einen Begriff gibt. Man sieht, daß man nur bei niedrigen Werten von U_A identische Aussagen bekommt, was bei der Aufnahme der Resonanzkurven entsprechend Abb. 4 berücksichtigt wurde.

2. Verstärkung und Absaugspannung.

Mit der gleichen Anordnung, wie sie unter A beschrieben ist, läßt sich auch die Beziehung (1) nachprüfen. Entsprechend Abb. 5 wurde für einen gegebenen Wert von U' gebildet $\log V(U_A) / (1 + U'/U_A)$ in Abhängigkeit von U_A aufgetragen. Abb. 7 zeigt zwei charakteristische Kurven. Man erkennt in jedem Fall den etwa linearen Verlauf nach hoher Absaugspannung zu und das Ansteigen der Kurve bis zum nicht mehr steuerbaren Fall des „Glimmen“ der starken Rückpendelung. Unterhalb der niedrigsten eingezeichneten Spannungswerte waren keine reproduzierbaren Werte zu erhalten. Aus dem plötzlichen Anstieg der Kurve von Röhre I ist zu zuleiten, daß der Gaszustand schlechter ist als der von Röhre II. Die ansteigende Verstärkung im ersten Fall ist neben einem höheren wirksamen Sekundäremissionsfaktor σ_w der bereits bei relativ hohen Absaugspannungen einsetzenden Störung durch Ionen zuzuschreiben. Die aus der Abbildung entnehmbaren σ_w -Werte liegen in jedem Fall höher als die e-

rechnenden statischen, was zeigt, daß eine gewisse Rückpendelung stets angenommen werden muß.

3. Kapazitätsveränderung durch Pendelelektronen.

Wenn auch die Wirkung der Elektronen durch Umladungseinflüsse normalerweise außer Acht zu lassen ist, ist die Beeinflussung des Wertes der Plattenkapazität zu beachten; experimentell bemerkbar durch die veränderte Resonanzfrequenz der mit der Plattenkapazität belasteten Lecherleitung. Falls dabei mit wachsender Elektronendichte, erkennbar an einem stärkeren Ausstrom J , die Kapazität abnimmt, um nach Glimmbeginn (Glimmen heißt hier: Visuell beobachtbares Leuchten durch starke Ionisation) höchstens ein wenig stärker wieder zunehmen bei weiterer Vergrößerung der Elektronendichte, so würde das entsprechend den Betrachtungen von Teil A bedeuten, daß sich ein plasmaähnlicher Zustand des Pendelraums einstellt. Fände dagegen ein Umspringen statt in dem Verlauf des Kapazitätswertes mit wachsender Elektronendichte, müßte, auch bei Bestehen einer Absaugspannung, eine Lawinenzündung angenommen werden. Die Messung ging so vor sich, daß für verschiedene Werte des primären Einstroms bei konstanten sonstigen Größen das Maximum des Ausstroms in Verbindung mit dem am Ausgang des Senders liegenden Instrument dazu benutzt wurde,

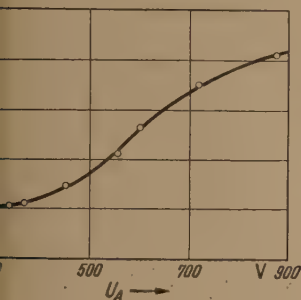


Abb. 6. Änderung der optimalen Spannung mit der Absaugspannung, $\nu = 54,49$ MHz, $d = 2$ cm.

durch Verändern der Frequenz die fest eingestellte Lecherleitung auf Resonanz zu bringen. Aus den Daten der Lecherleitung konnte dann auf die Abschlußkapazität geschlossen werden. In Abb. 8 sind die für die einzelnen Ausstromwerte ermittelten Resonanzfrequenzen eingetragen, gleichzeitig sind die berechneten Kapazitätswerte angegeben. Man erkennt, daß, wie angenommen, mit wachsender Stromstärke und also Elektronendichte die Kapazität abfällt, um nach Erreichen des kritischen Punktes, nach Glimmbeginn, wieder anzusteigen; und zwar sogar wesentlich langsamer anzusteigen als abzusinken. Aus dem ersten, stark abfallenden Teil läßt sich auf die Stromdichte im Pendelraum schließen, die direkt kaum zugänglich ist. Man benutzt dazu eine von ECCLES angegebene und von J. BERGMANN u. W. DUEKING [23] untersuchte Formel für die Kapazitätsänderung bei Anwesenheit von Ladungsträgern. Wegen der hier nicht völlig freien Beweglichkeit der Elektronen gilt diese Formel nicht exakt, läßt aber doch erkennen, daß ohne weiteres die teilweise völlige Ionisierung des Gasrestes im Pendelraum stattfindet.

4. Die Hochfrequenzleistung.

Zur Leistungsmessung wurde ein Substitutionsverfahren angewandt. Und zwar wurde durch eine mehr oder weniger feste Kopplung eines in Leistung geeichten aperiodischen Kreises die gleiche Rückwirkung auf den Sender hervorgerufen, wie sie bei

Belastung mit der Elektronenströmung vorhanden war. Wegen der Kleinheit der Rückwirkung streuen die dieserart ermittelten Werte sehr, Unterschiede

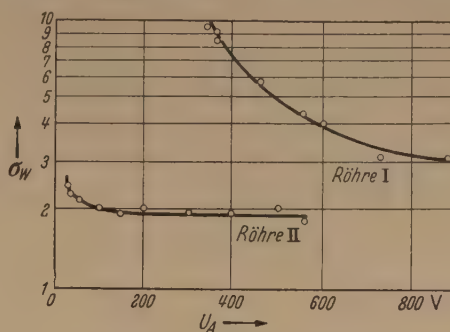


Abb. 7. Abhängigkeit des wirksamen Sekundäremissionskoeffizienten von der Absaugspannung.

von 30% kamen vor. Die Eichung des aperiodischen Kreises aus μ A-Meter und Detektor in Leistung geschah mit Niederfrequenz bei 5 kHz, um ohmsche Spannungsteiler sicher verwenden zu können. In

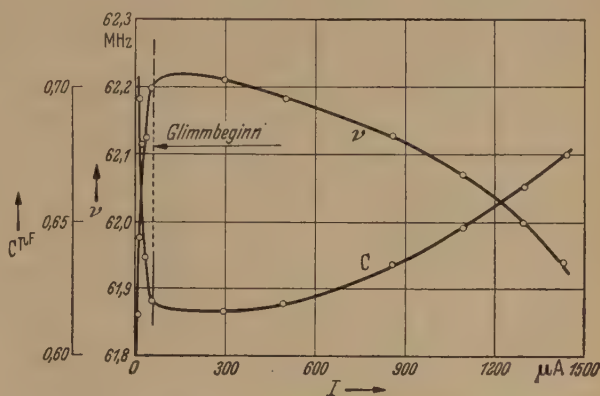


Abb. 8. Der Einfluß der Ladungsdichte auf Resonanzfrequenz bzw. Kapazität.

Abb. 9 sind die ermittelten Leistungswerte in Beziehung gesetzt zu den entsprechenden theoretischen, die mit Hilfe der Meßwerte für die Wechselspannung, den Ein- und Ausstrom und den wirksamen σ -Wert nach Formel (7c) errechnet wurden. Man sieht, daß

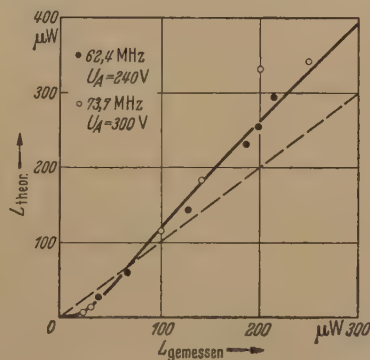


Abb. 9. Gegenüberstellung der berechneten und gemessenen Leistung.

die gewählte Beziehung (7c) den tatsächlichen Verhältnissen in etwa gerecht wird. Daß bei höheren Leistungswerten die gemessene Leistung kleiner ist als die berechnete, liegt daran, daß die gebildeten Sekundärelektronen einen Teil der jeweiligen Primärenergie übertragen bekommen. Das wurde bei der Aufstellung der Leistungsbilanz nicht berücksichtigt,

ist aber auf Grund der Meßwerte der Abb. 5 sichergestellt, da danach die Sekundärelektronen die Prallplatten mit einer Anfangsenergie von etwa 3 eV verlassen.

C. Praktische Anwendungen.

1. Spannungsverstärkung.

a) Ohne Schirmgitter. Ordnet man zwischen Pendelraum und Elektronenquelle ein Gitter an, so läßt sich in üblicher Weise der primäre

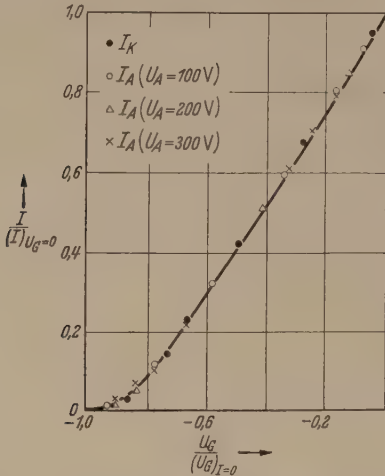


Abb. 10. Die Proportionalität zwischen Aus- und Einstrom eines dynamischen Vervielfachers.

Einstrom durch eine an diesem „Steuergritter“ liegende Spannung verändern. Sorgt man durch passende Betriebsgrößen dafür, daß kein „Glimmen“ auftritt, ist der anodenseitig fließende Ausstrom ein verstärktes Bild des primären. Aus Abb. 10 geht die

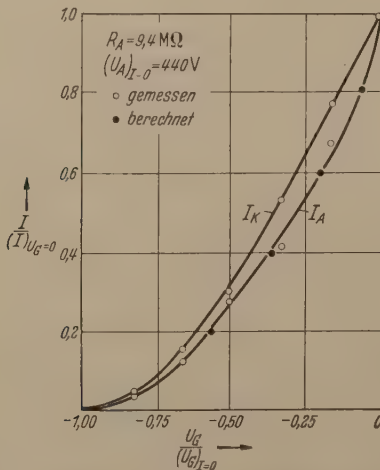


Abb. 11. Der Einfluß eines Außenwiderstandes auf die Kennlinie.

Proportionalität gut hervor, wobei bei jeweils konstanter Absaugspannung die anoden- und kathodenseitig erhaltenen Kennlinien in Relativkoordinaten aufgetragen sind. Sucht man im Anodenkreis den verstärkten Strom in eine Spannung zu verwandeln, tritt die mehrfach beschriebene Schwierigkeit ein, daß wegen der nun veränderlichen Absaugspannung die anodenseitige Kennlinie eine progressive Steilheit mit wachsender Gitterspannung zeigt. Abb. 11 gibt ein Beispiel. Die sicher steuerbare absolute Verstärkung durch die Vervielfachung betrug dabei mehrere 10^3 .

b) Mit Schirmgitter. Wie in Teil A diskutiert, sollte die Einfügung eines Schirmgitters zwischen Prallraum und Anode, welches ein konstantes Potential besitzt, den Durchgriff oder besser „Eingriff“ des Anodenpotentials in den Pendelraum verhindern oder wenigstens wirksam verringern. Abb. 12 zeigt für einen Betriebsfall die Abhängigkeit des auf den Wert J_A durch Pendelung verstärkten Eingangsstromes von der Anodenspannung U_A mit der Schirmgitterspannung U_{SG} als Parameter. Die Ähnlichkeit der Kurven mit den bei einer normalen Tetrode bzw. Pentode erhaltenen ist eindeutig gegeben; wie dort wird hier der übrige Teil des Stromes vom Schirmgitter aufgenommen. Die punktierte Kurve gibt als Gegenüberstellung den Anodenstrom in einem Fall an, in dem die Schirmgitterspannung gleich der Anodenspannung ist, also ohne die günstige Schirmgitterwirkung. Man erkennt die Formel (12) entsprechenden Verlauf des Anodenstroms, der gerade umgekehrt dem hier beobachteten verläuft.

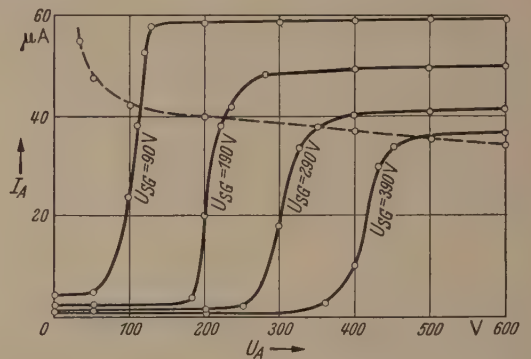


Abb. 12. Der Einfluß eines Schirmgitters auf die Kennlinien.

2. Schwingungsanfachung.

Die Verwendung der Anordnung zur Schwingungsanfachung bei einer mit den geometrischen Daten nach (3) korrespondierenden Frequenz ist bereits bekannt, so daß Untersuchungen in dieser Richtung hier nicht geführt wurden. In einem zusammenfassenden Bericht zur Erzeugung von Ultrakurzwellen spricht H. E. HOLLMANN [24] von erreichten Leistungen von 40 kW bei Wirkungsgraden bis 90%. Die Anfachung geschieht dabei im wesentlichen durch die Ankopplung eines Resonanzsystems, wie Lecherleitung oder Topfkreis, an die Prallplatten und das Anlegen einer Gleichspannung an andere in der Nähe des Prallraums befindliche Elektroden.

3. Wechselspannungsstabilisation.

Ist primär eine Anzahl von Elektronen vorhanden so tritt bei allein angelegter Wechselspannung an die Prallplatten eine starke Rückpendelung auf, verbunden mit einer Ionisierung des Gasrestes. Liegt der zwischen Prallplattenkondensator und Wechselspannungsquelle vorhandene Widerstand bzw. der Innenwiderstand der Spannungsquelle in der Größenordnung, daß eine Zerstörung der Röhre unmöglich ist, weil die Spannung mit wachsender Belastung genügend absinkt (s. Teil A), so ist die Anordnung als stabilisierte Spannungsquelle zu verwenden. Bei Erhöhung der Spannung am Prallplattenkondensator tritt automatisch eine erhöhte Produktion von Elektronen auf, die Energie verbraucht und weger-

des Vorwiderstandes die Spannung wieder zu erniedrigen sucht. Der bei einer statischen Glimmstabilisatorröhre erhöhte Bedeckung der Elektroden mit hier die über die gesamte Prallplattenoberfläche verteilte erhöhte Zahl von Pendelelektronen äquivalent. Abb. 13 zeigt eine Kennlinie für den distizierten Fall; man sieht die Ähnlichkeit der Kurve mit einer bei einer gewöhnlichen Glimmröhre gewonnenen. Die punktiert gezeichnete Kurve im unteren Teil der Abbildung gibt das Ansteigen der Elektronenbildung mit wachsender Sender-Ausgangsspannung wieder. Dabei ist der Strom aufgetragen, der bei Anschalten eines Strommessers zwischen einer der Nähe des Pendelraums angeordneten dritten Elektroden und der elektrischen Mitte der Prallplatten fließt. Dieser Effekt der Bildung von überschüssigen Sekundärelektronen durch Rückpendelung entsprechend den Betrachtungen des Teil A bildet den Ausgangspunkt für die Verwendung der Anordnung als Elektronenquelle.

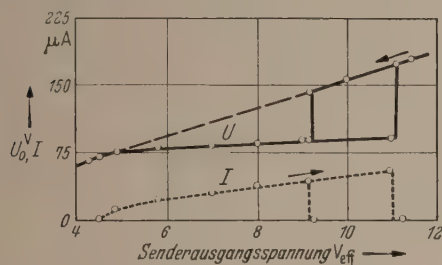


Abb. 13. Stabilisator-Kennlinie.

4. Kalte Kathode.

Die Weiterverwendung der durch Rückpendelung geschaffenen überschüssigen Sekundärelektronen kann beliebigerart erfolgen. Sei es, daß man die Anordnung als Gleichrichterröhre benutzt, wobei nur eine passende Speisewechselspannung an die Prallplatten angelegt werden muß, wünscht man eine Gleichspannung an einer dritten Elektrode zu entnehmen (entsprechend dem Stromfluß aus der dritten Elektrode, wie unter 3. beschrieben), sei es, daß man das entstehende Elektronenpolster als Ersatz einer Raumladungskathode in einer sonst normal aufgebauten Verstärkerröhre auszunutzen wünscht. Der letztere Fall wurde experimentell untersucht, die Abb. 14 gibt das Schema des Versuchsaufbaues. Dabei wurde das Schirmgitter als das den aus dem Pendelraum austretenden oder herausgezogenen Teil der Elektronen steuernde Organ benutzt, während, wie üblich, der durch die Gittermaschen hindurchfließende Strom von der Anode aufgefangen wurde. Das Anfachen der Pendelungen geschah entweder durch kurzzeitiges Anheizen des im Röhrenkolben befindlichen Heizfadens — wobei eine kaum wahrnehmbare Rotglut genügte, die notwendige Zahl primärer Elektronen zu schaffen —, oder aber durch einen zufälligen Elementarakt. Abb. 15 gibt die dieserart gewonnenen Kennlinien für eine gegebene Speisewechselspannungsamplitude wieder. Bei den mit (1), (2), (3), bezeichneten Kurven ist die Analogie zu einer normalen Triode ohne weiteres gegeben, im Falle der Kurve (4) gilt das nur für den Teil mit wachsender Teilheit. Für niedrige Werte der Gitterspannung steigt die Kurve um, da wegen des Durchgriffs der Anode zuviel Elektronen aus der virtuellen Kathode

gezogen werden. Es bleiben dann nicht genügend Elektronen im Pendelraum zurück; eine weitere wesentliche Erhöhung der Anodenspannung setzt schließlich den Erzeugungsmechanismus völlig außer

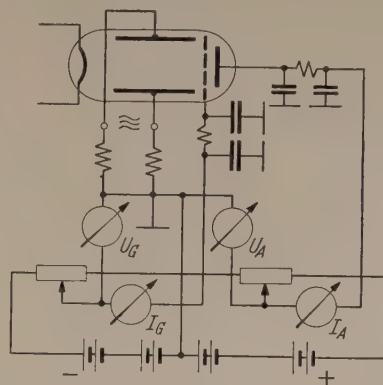


Abb. 14. Schema des Versuchsaufbaues für die Verwendung der Elektronenerzeugung auf dynamischem Wege.

Funktion, da mehr Elektronen abgesaugt werden, als neu erzeugt. Für eine praktische Verwendung würde bei der benutzten Anordnung der relativ hohe Gitterstrom J_G stören; ein erstes Gitter zum Heraus-

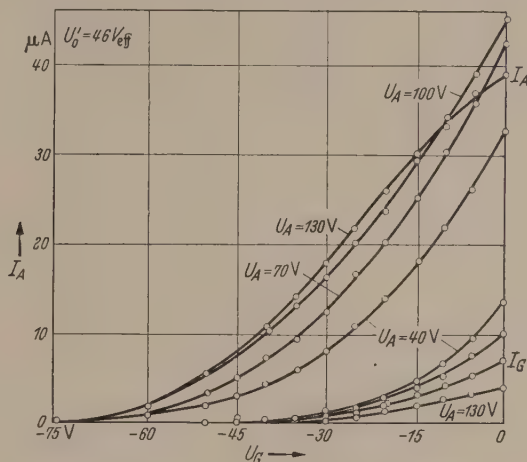


Abb. 15. Kennlinien einer Kalt-Kathode-Röhre.

ziehen der Überschusselektronen — ähnlich der Funktion eines Raumladungsgitters — erscheint angezeigt, an das sich das Steuergitter und ein Schirmgitter anschließen könnten. Eine derartige An-

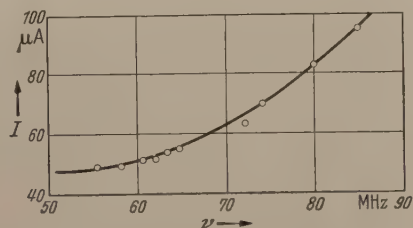


Abb. 16. Abhängigkeit des gebildeten Elektronenpolsters von der angelegten Frequenz.

ordnung wurde jedoch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht untersucht. In Abb. 16 ist aufgetragen, wie sich der ergebende Gesamtstrom in Abhängigkeit von der Frequenz der angelegten Speisewechselspannung (ohne Anlegen einer Absaugspannung) ändert, also der Ausstrom aus einer dritten Elektrode. Der Gang des Stroms mit der Frequenz entspricht

dabei der Erwartung, ändert sich doch proportional v^2 die zugehörige Spannung U_0 , während analog der Sekundäremissionskoeffizient ansteigt.

D. Die Versuchsröhren.

Einige der Versuchsröhren waren mit durch normales Ausheizen formierten Kupfer-Beryllium-Prallanoden versehen (s. etwa I. MATTHES [25]), eine

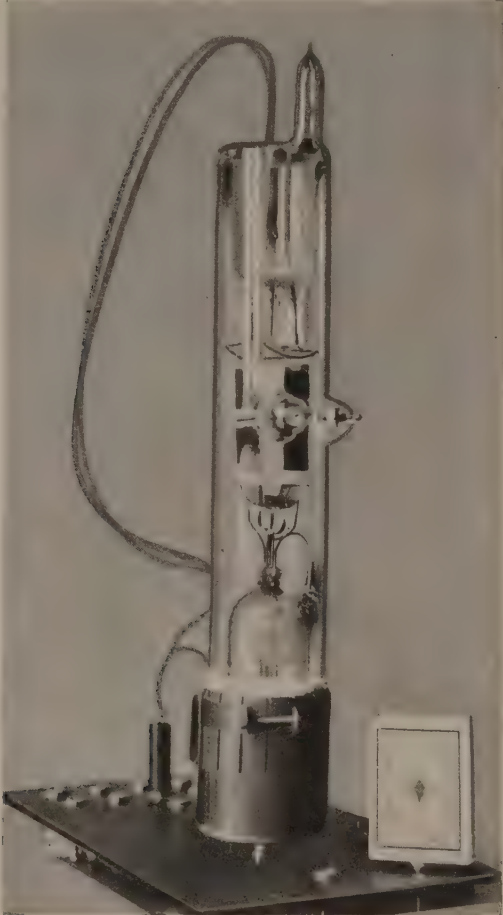


Abb. 17. Röhre mit Mg-MgO-Prallanoden.

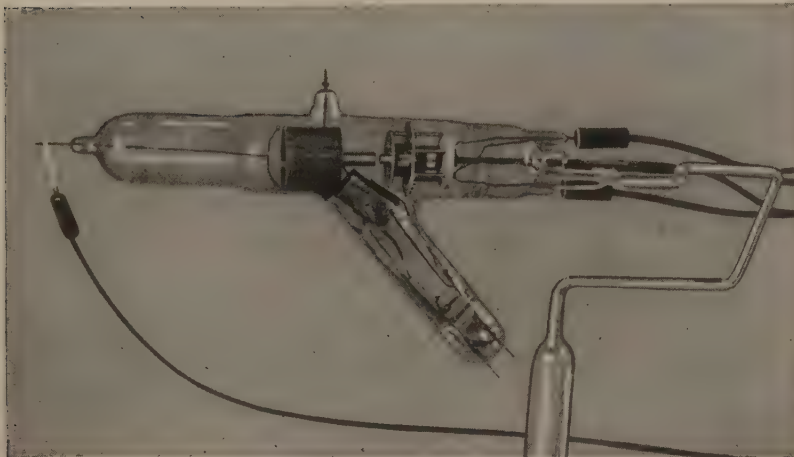


Abb. 18. Die Aufdampfapparatur.

andere Ausführung mit aufgedampften Mg-MgO-Schichten. Abb. 17 zeigt ein Lichtbild der letztgenannten Ausführung. Man erkennt den freitragenden Aufbau der Teile; unten ist der Kathoden-

teil mit Wolfram-Heizfaden, Gitterwendel und „Reflektorblech“ zu sehen, in der Mitte die Anordnung der Prallplatten mit den seitlichen Durchführungen zum Anschluß des Lechersystems. Oben erkennt man das Schirmgitter und die kleinere Anode. Die aus Hartglas gefertigte Röhre wie die einzelnen Teile wurden mit möglichster Sorgfalt von Gasresten und adsorbierten Fremdstoffen befreit, die Prallplatten nach gesondert durchgeführter Formierung (s. unten) eingesetzt. Während des Zusammenblasens wurde mit Stickstoff gespült, um eine Beeinflussung der Prallplatten oder eine Sauerstoffanlagerung möglichst zu verhindern. Die Herstellung der Mg-MgO-

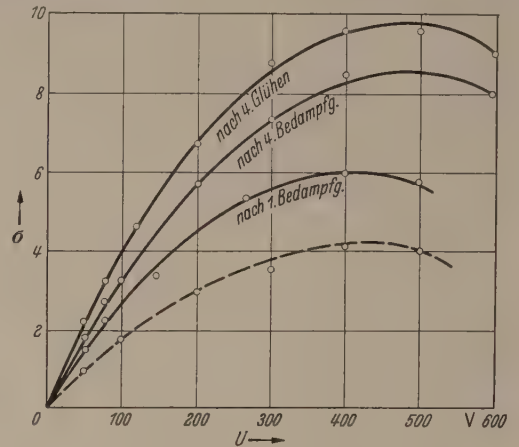


Abb. 19. In der Aufdampfapparatur gewonnene Kurven des Sekundäremissionsfaktors einer Mg-MgO-Schicht.

Gestrichelt der statisch ermittelte Sekundäremissionskoeffizient einer in die Pendelröhre eingebauten Prallanode aus Mg-MgO.

Schichten wurde nach vorbereitenden Versuchen mit einer Anordnung vorgenommen, die Abb. 18 in Lichtbild zeigt (ähnlich H. SCHNITGER [26]). Auf einem elektrisch beheizbaren Ofen (unten) wurde durch eine Aussparung des Faraday-Käfigs (Mitte) hindurch in einer Sauerstoffatmosphäre (eingig 10^{-3} mm Hg) auf den Träger, die spätere Prallplatte (links), Magnesium aufgedampft. Durch eine über den Kolbenhals links schiebbare Spule konnten

die Schichten durch Wirbelstromstrom ge-
glüht werden, während der jeweils er-
reichte Sekundäremissionsfaktor nach
Evakuierung mit Hilfe der recht
sichtbaren Elektronenkanone in üb-
licher Weise gemessen werden konnte.
Die Kurven der Abb. 19 sind damit
erhalten. Der Konstruktion der Mg-
Verdampfungssofens mußte besonder-
Beachtung geschenkt werden, da ein
normale Ofenöffnung durch Bildung
von MgO leicht verkrustet. Deshalb
muß man einen Diffusionsraum vor-
sehen, in dem der Sauerstoffdruck
durch Oxydation vor der eigentlichen
Öffnung genügend erniedrigt ist.
Wegen Einzelheiten, auch bezüglich
der nach Arbeiten von HUBER und
KLEEN [27] konstruierten Elektronen-
kanone mit Tantalkathode, verweise

ich auf die vollständige Dissertation. Eine weitere
Röhre enthielt drei Prallplattenpaare aus verschie-
denen unformierten Materialien. Sie wurde zu Kon-
trollversuchen benutzt, um festzustellen, ob die be-

achteten Effekte nur durch die Pendelung und die Bildung von Sekundärelektronen hervorgerufen werden. In Abb. 19 ist noch die Abhängigkeit des statisch ermittelten σ -Wertes von der Auftreffspannung der primären Elektronen für eine Mg-MgO-Prallanode aufgetragen (gestrichelt), wie sie nach Zusammenblasen der fertigen Pendelvervielfacherröhre erhalten wurde.

Zusammenfassung.

Es sind in Teil A der vorliegenden Arbeit die Formeln entwickelt und diskutiert, die den Fall der dynamischen Sekundärelektronenvervielfachung behandeln. Dabei ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Höhe und der Frequenz der angelegten Wechselspannung wie der Geometrie der Anordnung, ferner das Aufholen phasenmäßig zu spät starteter Elektronen, was ebenfalls für moderne Aufzeitröhren von Bedeutung ist. Die verbrauchte Schwingungsleistung, die von der Verstärkung und dem jeweiligen Pendelstrom abhängt, wird näherungsweise angegeben.

In Teil B finden sich die theoretischen Erwägungen experimentell bestätigt, wobei sich eine höhere Austrittsenergie der Sekundärelektronen von bis 3 eV ergibt. Durch Verfolgung der Kapazitätsänderung bei zunehmender Belastung, wobei sich „Glimmen“ einstellt, ist abgeleitet, daß der Zustand im Pendelraum einen plasmaartigen Charakter annimmt. Die Raumladungsdichte ist ebenfalls Messerart zugänglich.

Teil C gibt Meßdaten für praktische Anwendungen, wobei einerseits die meist unerwünschte Rückreflexionen gebildeter Sekundärelektronen auf die Ausgangsstelle der zugehörigen primären zur Bildung des Elektronenpolsters verwandt wird, das zur Wechselspannungsstabilisation und kalten Kathode dient, andererseits zur Spannungsverstärkung durch Anfügung eines zusätzlichen Absauggitters der Anodenlinienkrümmende Einfluß des belasteten Anodenkreises verhindert wird.

In Teil D wird kurz auf die Herstellung der Röhren und der sekundäremittierenden Schichten eingegangen, wobei die Aufdampfapparatur zur Her-

stellung von Mg-MgO-Prallanoden beschrieben wird. Dabei ergibt sich, daß bei vorsichtiger Dosierung durch Mg-Verdampfung in einer Sauerstoffatmosphäre reproduzierbare Sekundäremissionskoeffizienten von 8 bis 10 erhaltbar sind.

Die Arbeiten wurden an verschiedenen Orten vorgenommen. Ein Teil der Messungen fand im Phys. Staatsinstitut, Hamburg, statt, der weitaus größere Teil im Fernmeldetechn. Zentralamt der Deutschen Post, Gruppe V, Referat G, seinerzeit in Bargteheide, Holstein. Ebenso geschah die Herstellung der Röhren mit freundlicher Unterstützung dieser Institute, wobei noch das technolog. Labor der Philips-Valvo-Werke, Hamburg, zu nennen ist.

Literatur. [1] FARNSWORTH, P. T.: J. Franklin Inst. 218, 411 (1934). — [2] OKABE, K.: Rep. Rad. Res. Japan 6, 1, 75 (1936). — [3] REUSSE, W.: Franz. Patent 816 460 (1936). — [4] MITO: Elektrotechn. J. 1, 168 (1937). — [5] MAJEWSKI, W.: Wiadom. Inst. Telekom. Warschau 8, 1 (1937). — [6] ORTHUBER, K.: Jb. AEG-Forschung 5, 48 (1938). — [7] HENNEBERG, W. u. A.: Z. techn. Physik 17, 115 (1936). — [8] ORTHUBER, K. u. A.: Jb. AEG-Forschung 6, 86 (1939). — [9] Nach mündl. Mitteilung von F. W. GUNDLACH wurde zur Trennung zweier Hf-Kreise eine Röhre verwandt, deren (kalte) Kathode Sekundäremission zeigte, wobei die durch die relativ hohe Gitterwechselspannung laufzeitrecht erzeugten Sekundärelektronen durch die Maschen des Gitters hindurch von der Anode abgesaugt wurden und die Kopplung zwischen dem an der Anode liegenden und dem Gitter-Kreis dergestalt elektronisch gestalteten. — [10] FINKE, H. A.: Proc. Rad. Engr. NY. 27, 144 (1939). — [11] SKELLET, A. M.: Phys. Rev. 72, 180 (1947). — [12] RECKNAGEL, A.: Z. techn. Physik 19, 74 (1938). — [13] HOLLMANN, H. E. u. E. THOMA: Hft. u. Elak. 49, 109, 145 (1937). — [14] BRÜCHE, E. u. A. RECKNAGEL: Hft. u. Elak. 50, 203 (1937). — [15] GUNDLACH, F. W.: Hft. u. Elak. 50, 65 (1937). — [16] KREBS, K.: Z. angew. Physik 2, 400 (1950). — [17] MÜLLER, J.: Hft. u. Elak. 51, 121 (1938). — [18] HOLLMANN, H. E.: Physik u. Technik der ultrakurzen Wellen, Bd. 1. — [19] RHODE, L.: Ann. Physik 12, 569 (1932). — [20] HALL, W.: Rev. Sci. Instr. 19, 905 (1948). — [21] NEUERT, H.: Z. Naturf. 4a, 449 (1949). — [22] KOLLATH, R.: Ann. Physik 1, 357 (1947). — [23] BERGMANN, L. u. W. DÜRING: Ann. Physik 1, 1041 (1929). — [24] HOLLMANN, H. E.: Hft. u. Elak. 52, 161 (1938). — [25] MATTHES, I.: Z. techn. Physik 22, 232 (1941). — [26] SCHNITGER, H.: Z. techn. Physik 12, 376 (1940). — [27] HUBER, H. u. W. KLEEN: Arch. Elektrotechn. 6, 394 (1949).

Dr. HEINZ BENEKING,
Ulms/Donau, Heiner. Herrenbergerstr. 6.

Berichte.

Aufbau, Eigenschaften und Wirkungsweise der Triftröhren (Klystrons) und Probleme bei ihrer Anwendung.

Von RUDOLF GEBAUER und HEINRICH KOSMAHL.

(Aus dem Physikalischen Institut der Techn. Hochschule Darmstadt.)

Mit 12 Textabbildungen.

(Eingegangen am 25. Januar 1952.)

1. Einleitung und Übersicht.

Durch die technische Anwendung von Elektronenröhren wurden bekanntlich zwei Grundprobleme der Physik und Technik, nämlich die Erzeugung und Verstärkung von ungedämpften elektromagnetischen Schwingungen, mit besonderer Vollkommenheit gelöst. Ihre Lösung ist bis auf den heutigen Tag zu einer Quelle wissenschaftlicher Erkenntnis und technischen Fortschritts geworden. Seitdem zeigt die

Entwicklung das Bemühen, zu immer kürzeren Wellenlängen vorzudringen. Bei Benützung von Trioden ergeben sich jedoch mit zunehmender Frequenz Schwierigkeiten, sobald die durch die Elektronenmasse bedingte *endliche Laufzeit* der Elektronen zwischen den Elektroden vergleichbar mit der Periode der Wechselspannung wird, weil dann infolge von Laufzeiteffekten sich die Rückkopplungsbedingung nicht mehr erfüllen läßt.

Obwohl man bis heute diese prinzipielle Grenze nicht erreicht hat, wie die Entwicklung der Trioden-sender zeigt, schien aber aus anderen Gründen (Verluste in den Zuleitungen usw.) eine Grenze wiederholt erreicht.

Man sah sich infolgedessen nach anderen Methoden um, die aber interessanterweise gerade von der genannten, bei normalen Röhrentypen schließlich störenden endlichen Laufzeit der Elektronen bei der Schwingungserzeugung Gebrauch machen. Man spricht deshalb auch von *Laufzeitröhren*, zu denen die Bremsfeldröhren, Magnetfeldröhren und die *Triftröhren*, auch *Klystrons* genannt, gehören. Gegenüber den anderen Laufzeitröhren sind die Triftröhren, deren Prinzip O. HEIL 1935 veröffentlichte [1], da-

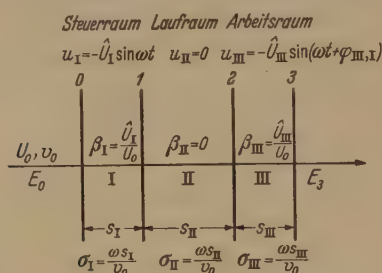


Abb. 1. Allgemeines Elektrodenschema eines Triftröhrens mit den dazugehörigen Kenngrößen. 0, 1, 2 u. 3 feldbegrenzende Elektroden. I Steuer- raum, II Laufraum, III Arbeitsraum. $\frac{\omega s}{v_0} = \frac{2\pi c s}{\lambda v_0} = \frac{3180 \cdot s}{\lambda \sqrt{U_0}}$ statischer Laufzeitwinkel¹.

¹ Indizes: 0, 1, 2, 3 bezogen auf die Elektrode 0; 1, 2, 3.

I, II, III bezogen auf den Steuer- raum, Laufraum, Arbeits- raum vertritt 01, 12, 23.

durch gekennzeichnet, daß bei ihnen die Laufzeit- effekte in „Reinkultur“ vorliegen. Die Entwicklung dieser Röhrentypen hat die Lösung zahlreicher Probleme in Wissenschaft und Technik gefördert, von denen als Beispiele nur die Hochfrequenzspektroskopie, die Mikrowellenuhr und der besonders fördernde Einfluß auf die Entwicklung der Trioden- sender in Richtung kürzerer Wellenlänge mit recht befriedigenden Leistungen (einige Watt bei 7 cm) genannt seien. Während diese Forschungs- und Entwicklungsarbeiten noch voll im Fluß sind, so ist hingegen die Erforschung der *physikalischen Grundlagen* der Schwingungserzeuger zu einem gewissen Abschluß gekommen. Daher erscheint es gerechtfertigt, diese einmal zusammenfassender darzustellen.

Nach einer Erörterung der allgemeinen Gesichtspunkte dieser Art von Schwingungserzeugung folgt eine kurze Behandlung der dazu benötigten Hohl- raumschwingungskreise. Daraus ergeben sich so- dann zwangsläufig die verschiedenen Typen von Triftröhren. Anschließend werden unter Zugrunde- legung von Feldgebieten *endlicher* Länge die Ermittlung des Wirkungsgrades (W.G.) für ein vorgegebenes System als auch die wichtigere und schwierigere Auf- gabe, nämlich die Vorausberechnung von Systemen mit günstigsten Abmessungen und Kenngrößen für einen optimalen Wirkungsgrad behandelt und auch die Frage nach dem oberen Grenzwert des mit Triftröhren erreichbaren Wirkungsgrades untersucht. Zum näheren Verständnis der Arbeitsweise von Triftröhren wird sodann das Anschwingen und das Verhalten bei optimaler Anpassung diskutiert. Abschließend wird noch auf einige spezielle Probleme bei der Anwendung von Triftröhren, wie die Variation der Wellenlänge,

die Erzeugung hoher Leistungen und höchstmöglich- Frequenzen sowie auf die Frequenzvervielfachung, Verstärkung, Modulation und Gleichrichtung eingegangen.

2. Allgemeine Gesichtspunkte zur Schwingungs- erzeugung mit Triftröhren (Klystrons).

Bei der Schwingungserzeugung durch geschwin- digkeitsmodulierte Elektronenstrahlen mit Tri- röhren wird die Gleichstromenergie eines Elektrone- strahls unter geeigneter Ausnutzung der endlich- Laufzeit der Elektronen zwischen den Elektroden eines Schwingungskreises in Wechselstromenergie umgewandelt. Demnach handelt es sich bei den Tri- röhren um eine genaue Umkehrung der Vorgänge d- Cyclotrons.

Das Prinzip sei an einem die wesentlichen Kly- strontypen umfassenden Schema erläutert (Abb. 1). Ein Elektronenstrahl wird durch einen geeigneten statisierten Hohlraumschwingungskreis hindurchgeführt und sodann von einem Auffänger aufgenommen. In dem Hohlraum entstehen durch Selbsterregung zwei elektrische Felder gleicher Frequenz mit den „elektrischen“ Längen s_I und s_{III} , die wir *Steuer- strecke* und *Arbeitsstrecke* nennen und die durch einen feldfreien *Laufraum* der Länge s_{II} miteinander verbunden sind. Diese elektrischen Längen sind bei fehlenden Gittern, deren Verwendung im Dezimeter- bereich vermeidbar, im Zentimeter- und Milli- meterbereich jedoch unumgänglich notwendig, weil wegen der Eingriffe der Felder in die Durchlaß- bedingungen für den Elektronenstrahl von den „mechanischen“ Längen, d. h. den Abständen der Elektroden, verschieden, können aber aus diesen leicht durch Ausmessung eines vergrößerten maßstäblichen Modells im elektrolytischen Trog gewonnen werden und umgekehrt [2].

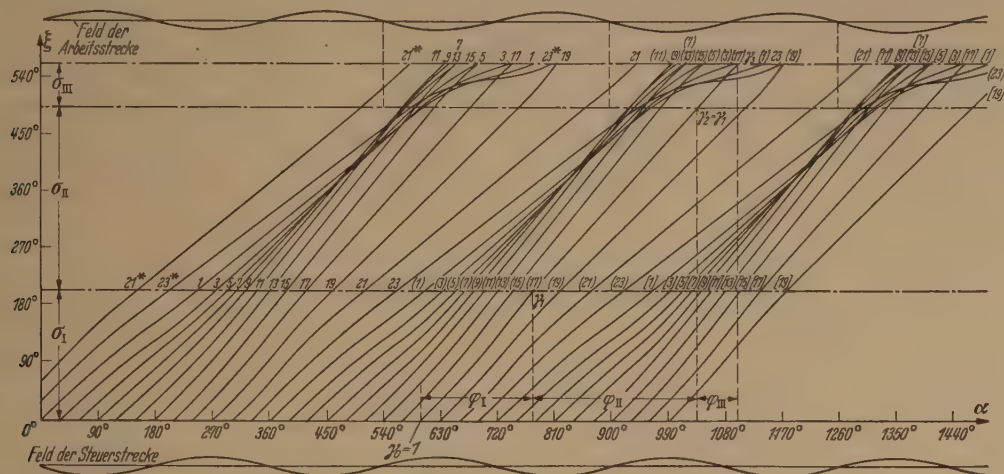
Die erste Wechselfeldstrecke ist durch ihren statischen Laufzeitwinkel σ_I und durch ihren Aussteuerungsgrad $\beta_I = \hat{U}/U_0$ (Verhältnis der Wechselfeld- amplitude zur Gleichspannung) sowie durch ihren Modulationsgrad $C_I = \beta_I/2 \sigma_I$ gekennzeichnet und zwingt dem Elektronenstrahl eine Geschwin- digkeitsmodulation auf. Diese wandelt sich schon an dieser Strecke, aber insbesondere in dem darauffol- genden feldfreien Laufraum in eine Dichtemodulation um, indem früher eingetretene verlangsamte Elek- tronenvon später eingetretenen, aber schnelleren einer bestimmten, wieder vom Modulationsgrad abhängigen Entfernung phasenfokussiert werden.

Das folgende Weg-Zeit-Diagramm (Abb. 2), das für das Verständnis der Vorgänge in Triftröhren die endlichen Feldlängen grundlegend ist, zeigt die Bewegung der Elektronen durch die drei Feldstrecken σ_I , σ_{II} und σ_{III} in Abhängigkeit von der Zeit. Um allgemein gültige Angaben zu haben, sind Weg und Zeit in dimensionslosen Größen, beide in Grad, angetragen und der Übersichtlichkeit halber die Elektronenstromung in 12 Elektronen pro Periode aufgeteilt, die in Abständen von je 30° in die Steuerstrecke eintreten. Bei dem vorliegenden Beispiel sitzen die beiden Wechselfelder bei gleicher Spannung ($\beta_I = \beta_{III}$) eine Phasendifferenz von 180° , was jedoch für die Erläuterung des Prinzipiellen belanglos ist. Wir sehen deutlich, daß die beim Eingangs- homogene Strömung bereits am Ausgang der Steuer-

ecke, also schon nach Durchlaufen einer Feld-
ecke, eine gut erkennbare Dichtemodulation auf-
ist, die bei dem später zu besprechenden Einfeld-
rohr (Diode) zur Schwingungserzeugung benützt
und sehen ferner, wie diese Modulation im Lauf-
um weiter vervollkommen wird und zu einer aus-
zeichneten Fokussierung mit geringer „Phasen-
rate“, unter der der Abstand des linken und rechten
alen Randelektrons zu verstehen ist, führt. Dies
für alle Elektronen, die jeweils, vom Beginn der

RAYLEIGH und WEBER befaßten, wurde in der Folge-
zeit insbesondere durch BORGNIS und HANSEN ge-
fördert [4][5]. Gegenüber allen anderen Schwingungs-
kreisen zeichnen sich die H. R. durch hohe Frequenz-
stabilität und insbesondere durch geringe Dämpfung
und praktisch vollkommene Strahlungsfreiheit aus.

Aus der großen Zahl von H. R. werden hier nur
die 2 Formen herausgegriffen, aus denen sich die
Schwingungskreise sämtlicher Typen von Triftröhren
aufbauen lassen. Es sind dies die beiderseits ge-



zeugt jede der beiden die Leitung abschließenden Kurzschlußscheiben in der Mitte einen Blindwiderstand

$$\Re_1' = jZ \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}.$$

Somit beträgt der gesamte Blindwiderstand

$$\Re_1 = j \frac{Z}{2} \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda},$$

wobei $Z = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{r_2}{r_1}$, den Wellenwiderstand der Leitung bedeutet. Im Resonanzfall ist nun der durch

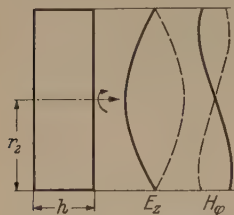


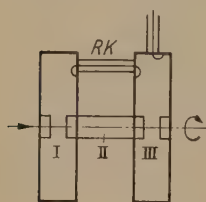
Abb. 4. Der zylindrische Hohlraumresonator (Idealform) mit Feldverteilung für die E_{01} -Schwingung.

die Zusatzkapazität verursachte Blindwiderstand $\Re_2 = -j/\omega C_z$ gerade durch den induktiven Widerstand \Re_1 kompensiert. Damit aber \Re_1 induktiv bleibt, muß

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} > 0 \text{ sein, also } \frac{2\pi l}{\lambda} < \frac{\pi}{2}.$$

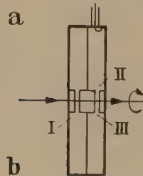
Daraus folgt, daß die Wellenlänge des kapazitiv belasteten Hohlraumes λ größer als die der Idealform ist.

Was die Verluste der Idealform dieses Resonators anbelangt, so sind diese für ein Radienverhältnis



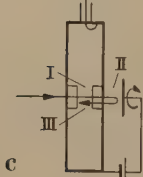
a) Doppelhohlraumklystron

$$\begin{aligned} \sigma_I & \sigma_{II} & \sigma_{III} & \leq \sigma_I \\ \beta_I & \beta_{II} & = 0 & \beta_{III} \geq \beta_I \\ \varphi_{III, I} & \text{beliebig} \\ \eta_s & = 36\%; \quad \eta_u & = 58,4\% \text{ für } \beta_I \rightarrow 0. \end{aligned}$$



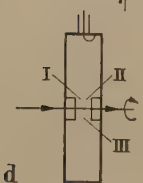
b) Klystron mit gleichphasigen Feldern

$$\begin{aligned} \sigma_I & \sigma_{II} & \sigma_{III} & \leq \sigma_I \\ \beta_I & \beta_{II} & = 0 & \beta_{III} \geq \beta_I \\ \varphi_{III, I} & = 0 \\ \eta_s & = 36\%; \quad \eta_u & = 58,4\% \text{ für } \beta_I \rightarrow 0. \end{aligned}$$



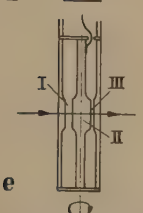
c) Reflexklystron

$$\begin{aligned} \sigma_I & \sigma_{II} & \sigma_{III} & = \sigma_I \\ \beta_I & \beta_{II} & = 0 & \beta_{III} = \beta_I \\ \varphi_{III, I} & = \pi \\ \eta_s & = 36\%. \end{aligned}$$



d) Einfeldklystron

$$\begin{aligned} \sigma & \text{alle Feldgebiete in einem vereinigt.} \\ \beta; \eta_{\max} & = 20\% \text{ für } \sigma = 2,4\pi \\ & \text{und } \beta = 4,0. \end{aligned}$$



e) Klystron mit gegenphasigen Feldern

$$\begin{aligned} \sigma_I & \sigma_{II} & \sigma_{III} & \leq \sigma_I \\ \beta_I & \beta_{II} & = 0 & \beta_{III} = \beta_I \\ \varphi_{III, I} & = \pi \\ \eta_s & = 36\%; \quad \eta_u & = 58,4\% \text{ für } \beta_I \rightarrow 0. \end{aligned}$$

Abb. 5. Übersicht über die wesentlichen Typen von Triftröhren (Klystrons) und ihre Kenngrößen. $\eta_{r \max}(s)$ und $\eta_{r \max}(u)$ maximale reale elektronische Wirkungsgrade (Grenzwerte) für die symmetrische und die unsymmetrische Ausführung.

$r_2/r_1 \approx 10$ ein Minimum (Maximum des Resonanzwiderstandes). Hingegen besitzt die konzentrische nicht abgeschlossene Leitung bei Verwendung als

Energieleiter ein sehr flaches Dämpfungsminimum bei einem Radienverhältnis $r_2/r_1 = 3,6$, wozu der bekannte Wellenwiderstand von etwa 70Ω gehört. Für kapazitiv belastete Schwingungskreise liegen die Verhältnisse zwar noch wesentlich komplizierter, aber auch hier wird das Minimum der Verluste bei etwa dem gleichen Radienverhältnis zu erwarten sein. In Resonanzwiderstände liegen zwischen 50 und $500 K$, so daß die Kreise eine hohe Güte besitzen.

Der zylindrische für die meisten Typen von Triftröhren als Schwingungskreis verwendete H. R. (Abb. 4), wird meist in der E_{01} -Welle angeregt. Dieser Wellentypus ist dadurch gekennzeichnet, daß in Richtung der Zylinderachse keine Komponente des magnetischen Feldes existiert, wie dies aus dem Feldverlauf nach Abb. 4 zu ersehen ist. Die Eigenwellenlänge eines solchen (leeren) Resonators ist $2,61 \cdot \lambda$. Der anfachende Elektronenstrahl wird auch hier durch die Mitte des Resonators parallel zur Zylinderachse hindurchgeführt. Dieser einfache Resonator stellt schon im wesentlichen den Schwingungskreis für die Einfeldtriftröhre, auch Diode genannt, dar. Sie ist das einzige Rohr, das Steuerstrecke, Laufraum und Arbeitsstrecke in einem Feldgebiet vereinigt.

Im Gegensatz zum Einfeldtriftröhre sind bei sämtlichen anderen, den zylindrischen H. R. als Schwingungskreis benutzenden Typen im allgemeinen zwei Feldgebiete getrennt vorhanden. Zu ihrer Realisierung wird ein konzentrischer Innenleiter in den Hohlraum eingebaut und entweder einfach oder doppelt unterteilt. Durch Kombination ergeben sich dann Schwingungskreise für das Doppelhohlraumklystron (Abb. 5a), das Reflexklystron (Abb. 5c), das Einfeldklystron (Abb. 5d) und das Klystron mit gleichphasigen Feldern (Abb. 5b). In diesem Fall hat zwar das den Laufraum darstellende mittlere Stück gleichstrommäßig das Resonatorpotential, ist aber hochfrequenzmäßig von ihm „isoliert“ aufgehängt.

Durch diese Veränderungen entstehen in der Mitte entsprechende Zusatzkapazitäten und infolgedessen tritt auch hier jeweils eine Vergrößerung der Wellenlänge gegenüber dem leeren Hohlraum ein. Das Zustandekommen der Resonanz erfolgt entsprechend wie bei der konzentrischen Leitung, nur liegen die Verhältnisse insofern komplizierter, als das Feldbild durch BESSELsche und NEUMANNsche Funktionen beschrieben wird. Damit im Resonator, von kleinen Randstörungen abgesehen, trotz Einbau des Innenzylinders im wesentlichen sich nur die E_{01} -Welle ausbildet und nicht etwa ein anderer schwer erfassbarer Zwischentyp, ist die Höhe des Resonators kleiner als der Durchmesser zu bemessen.

Was die Verluste und die Dämpfung anbelangt, so nehmen diese mit zunehmender Höhe stärker als linear ab. Damit bei einem kapazitiv belasteten Resonator nicht nur die Verluste gering ausfallen, sondern auch der Charakter einer E_{01} -Welle erhalten bleibt, ist nach Untersuchungen von KOSMAHL das Verhältnis $h/2r_2$ der Höhe zum Durchmesser des Resonators zu etwa 0,2 bis 0,5 zu wählen [6]. Danach liegt das Minimum der Verluste wie bei der konzentrischen Leitung bei einem Radienverhältnis $r_2/r_1 \approx 10$. Allerdings ist man bei Wellenlängen unterhalb von etwa 5 cm wegen der kleinen zur Verfügung stehenden Querschnitte für den Stromdurchgang gezwungen, von diesem sehr günstigen Verhältnis ab

gehen und Innenzylinder von größeren Radien $\approx r_2/2$) zu verwenden, wodurch natürlich die Resonanzwiderstände beträchtlich absinken.

Bei günstiger Bemessung ergeben sich für diesen R. Resonanzwiderstände von 100 bis 1500 K Ω , somit noch etwas höher als bei der konzentrischen Leitung liegen. Wegen des Skin-Effektes ist der Resonanzwiderstand unabhängig vom Resonatortypus proportional $\sqrt{\lambda}$. Werden daher z. B. bei einer Variation von λ sämtliche Dimensionen eines Resonators proportional verkleinert, so bleibt der Resonanzwiderstand nicht erhalten und die Verluste steigen proportional mit $1/\sqrt{\lambda}$ an.

4. Die Typen von Triftröhren.

Die Abb. 5a—5e geben eine zusammenfassende Übersicht über die jetzt zu besprechenden wichtigen Triftröhrentypen nebst ihren Kenngrößen. Wenn 2 der oben besprochenen zylindrischen Resonatoren entsprechend Abb. 5a durch einen Hohlleiter miteinander verbunden, so entsteht daraus ein Schwingungskreis, wie er für das *Doppelhohlraumklystron* verwendet wird. Dabei stellt der erste Hohlraum das „Steuerfeld“, der zweite das „Arbeits- oder Rückkopplefeld“ und der sie verbindende Hohlleiter ein feldfreies „Laufraum“ dar. Voraussetzung für die Schwingungsfähigkeit des Gesamtsystems ist naturgemäß das Vorhandensein einer gemeinsamen Resonanzfrequenz. Für die Verwendung als Generator ist ferner eine Kopplung zwischen den beiden Wechselfeldern erforderlich, in Abb. 5a mit *RK* bezeichnet. Diese Art der Rückkopplung gestattet es, wohl den Grad derselben durch verschiedene Neigung der Schleifen zu den magnetischen Feldlinien, auch die Phasendifferenz $\varphi_{III,I}$ zwischen Auskoppel- und Steuerfeld durch entsprechende Maßnahmen, etwa durch Änderung der Leitungslänge, beliebig zu wählen. Damit sind auch die Amplituden der Wechselspannung frei wählbar. Infolge dieser Eigenschaften kann das Doppelhohlraumklystron mit jeder beliebigen Beschleunigungsspannung arbeiten, da durch die Rückkopplung der Eintritt des Elektrons in das Arbeitsfeld stets während einer Bremsphase, d. h. in einen Entdämpfungs- oder Beschleunigungsbereich eingerichtet werden kann.

Hingegen folgen bei Triftröhren mit einer starren Phasendifferenz bei einer Veränderung der Beschleunigungsspannung und der dadurch bedingten Zuerst Abnahme des statischen Laufzeitwinkels $\omega s/v_0$ beim Doppelhohlraumklystron nicht auftretenden Beschleunigungs- und Dämpfungsbereiche periodisch aufeinander. Bei Triftröhren mit starrer Rückkopplung tritt es infolgedessen diskrete günstigste Beschleunigungsspannungen, bei deren Überschreiten nach oben oder unten die Schwingungen abreißen. Der Bereich, in dem die abgegebene Hochfrequenzleistung etwa unabhängig von der Betriebsspannung ist, ist relativ gering und beträgt nach GEBAUER etwa 5% derselben [7]. Die energetischen Verhältnisse und die Arbeitsweise werden weiter unten noch näher behandelt.

Nach dieser Übersicht ist das Doppelhohlraumklystron die einzige Triftröhre mit 2 Resonatoren. Es bedingt neben den besprochenen Vorteilen auch einige bei den anderen Typen nicht auftretende Schwierigkeiten: Einmal sind die Verluste wegen der

beiden H. R. etwa die doppelten und zum anderen ist die Abstimmung der beiden Kreise aufeinander eine technisch schwierige Aufgabe. Die freie Wählbarkeit aller Kenngrößen macht das Doppelhohlraumklystron zum allgemeinsten Triftröhrentyp und bedingt, daß mit ihm hohe Wirkungsgrade leichter als mit anderen Typen erhalten werden können. Diese Vorteile wiegen jedoch in der Praxis die schon erwähnten Schwierigkeiten nicht auf, so daß es in seinen technischen Anwendungen gegenüber den anderen aus ihm durch Festlegung der Rückkopplung und der Phasendifferenz hervorgehenden speziellen Typen zurückblieb.

Die Abstimmungsschwierigkeiten des Doppelhohlraumklystrons lassen sich, wenn auf diesen Generatortypus verzichtet werden kann, in einfacher Weise dadurch vermeiden, daß die beiden Wechselfelder und der Laufraum in einem H. R. untergebracht werden. Benützt man dafür den zylindrischen H. R., so ergeben sich das Klystron mit gleichphasigen Feldern, das Reflexklystron und das Einfeldklystron (Diode), hingegen unter Verwendung der konzentrischen Leitung als Schwingungskreis das Klystron mit gegenphasigen Feldern, vielfach auch HEILSCHER Generator benannt. Die starre Rückkopplung bedingt aber andererseits, daß sich die speziellen Typen weder als Gleichrichter noch als Verstärker verwenden lassen.

Beim *Klystron mit gleichphasigen Feldern* (Abb. 5b), das auf DÖRING zurückgeht [8], ist der eingebaute Innenzylinder zweifach unterteilt. Wenn dadurch das Feld der E_{01} -Welle nicht wesentlich gestört wird, so sind die beiden Kapazitäten des Steuer- und des Arbeitsraumes hintereinandergeschaltet und daher schwingen die beiden Felder gleichphasig ($\varphi_{III,I} = 0$). Sind dazu Steuer- und Arbeitsstrecke gleich lang ($\sigma_I = \sigma_{III}$), so fällt wegen dieser weiteren Einschränkung der Wirkungsgrad relativ gering aus (max. 36%). Bei unsymmetrischer Bemessung, d. h. für $\sigma_I > \sigma_{III}$ lassen sich zwar weit höhere Wirkungsgrade erzielen, wenn gleichzeitig $\beta_I < \beta_{III}$ gemacht wird. Wegen der Hintereinanderschaltung der Kapazitäten fällt aber die Spannungsverteilung gerade umgekehrt aus, so daß es ohne besondere Maßnahmen nicht möglich ist, die für den hohen Wirkungsgrad erforderlichen Verhältnisse herzustellen. Infolgedessen besitzt allein der symmetrische Sonderfall praktisches Interesse. Es sei aber erwähnt, daß H. KOSMAHL bei einer Prüfung der Theorie von GEBAUER und KLEESATTEL im Einzelfall die erforderliche Abstimmung gelang, wobei sich eine volle Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ergab [6].

Eine weitere Type von Triftröhren, die sich von dem zylindrischen H. R. als Schwingungskreis herleitet, ist das *Reflexklystron*, vielfach auch Spiegelklystron genannt, dessen Prinzip ebenfalls schon 1935 und zwar im Patent der J. Pintsch K.-G. Berlin (DRP Nr. 665 619) beschrieben wurde (Abb. 5c). Auch bei dieser Röhre durchläuft der Elektronenstrahl nacheinander die drei Feldgebiete, wobei jedoch charakteristischerweise das Steuerfeld und das Arbeitsfeld zusammenfallen und der Laufraum durch ein Gleichfeld zwischen dem Resonator und einem Elektronenspiegel hergestellt werden kann. Da die beiden Wechselfelder zusammenfallen, so sind ihre Längen sowie die Aussteuerungsgrade die gleichen und die Phasendifferenz ist infolge Reflexion der

Elektronen gleich π . Die von der Kathode kommenden Elektronen erfahren bei ihrem Durchgang durch das Wechselfeld (Steuerfeld) in der geschilderten Weise eine Geschwindigkeitsmodulation und tauchen je nach ihrer Geschwindigkeit verschieden tief in das Bremsfeld ein, um nach ihrer Umkehr phasenfokussiert erneut in das Wechselfeld (jetzt Arbeitsfeld) einzutreten und dort abgebremst zu werden. Von den rückläufigen Elektronen werden die schnelleren bis an die Kathode vordringen können, während die überwiegende Anzahl der abgebremsten, langsameren Elektronen eine störende Raumladungswolke bildet, die zwar letzten Endes als Verluststrom auf den Resonator abfließt, aber in Verbindung mit der ohnehin geringen Anzahl frei wählbarer Parameter nur einen geringen Wirkungsgrad zuläßt und die erzielten Leistungen ebenfalls nur klein sind. Trotz dieser Nachteile erlangte aber das Reflexklystron als Oszillator geringer Leistung im Zentimeter- und Millimetergebiet wegen seiner konstruktiven Einfachheit und ferner wegen der leichten Ziehbarkeit der Wellenlänge, einerseits durch mechanische Deformation des Resonators sowie andererseits allein durch Variation der Reflektorgleichspannung, unter allen Typen von Triftröhren die größte physikalische und technische Bedeutung. Bezüglich technischer Einzelheiten sei z. B. auf den Aufsatz von H. DÖRING verwiesen [9].

Von den Triftröhren mit einem zylindrischen Hohlraumresonator sei schließlich der Vollständigkeit halber noch das schon erwähnte von MÜLLER und ROSTAS angegebene Einfeldklystron [10] kurz beschrieben, das alle drei notwendigen Feldgebiete in einem vereinigt und hierauf u. a. auch von KLEINSTEUBER untersucht wurde [11]. (Abb. 5d). Die Wirkungsweise dieses Rohres beruht darauf, daß mit jeder Geschwindigkeitsmodulation stets auch eine Dichtemodulation vorhanden ist, wie dies aus der Elektronenbewegung nach Abb. 2 am Ausgang der Steuerstrecke deutlich zu sehen ist. Wie ein Vergleich mit den anderen Typen lehrt, ist notwendigerweise sowohl eine große Feldlänge als auch ein hoher Aussteuerungsgrad für die Schwingungsanfachung erforderlich. Auf Grund dieser Eigenart schwingt das Einfeldklystron sehr viel schwerer (mindestens 15- bis 20-fach) an als die anderen Triftröhren, wobei infolge der hohen Wechselspannung auch die Verluste entsprechend hoch ausfallen, so daß diese Röhre trotz ihrer Einfachheit keinerlei Bedeutung erlangen konnte.

Wird, wie schon im Abschnitt über H. R. ausgeführt, die konzentrische Leitung als Schwingungskreis verwandt, so erhalten wir das *Klystron mit gegenphasigen Feldern* ($\varphi_{III,I} = 180^\circ$) bei dem außerdem die Aussteuerungsgrade notwendigerweise gleich sind ($\beta_I = \beta_{III}$). Infolgedessen kann die Länge der Steuerstrecke groß, die der Arbeitsstrecke hingegen klein gemacht werden, wodurch sich ohne Abstimmungsschwierigkeiten für die Spannungen hohe Wirkungsgrade erzielen lassen, vorausgesetzt, daß nach Untersuchungen von GEBAUER die durch das Abbremsen der Elektronen im Arbeitsraum entstehende Raumladung durch einen positiv vorgespannten Auffänger beseitigt wird. Auf diese Weise kann, je nach den Bedingungen der W. G. um mehr als das Doppelte ansteigen. Unter Berücksichtigung dieser Maßnahmen konnte GEBAUER Ende 1940 an einem von ihm

bei der C. Lorenz A.-G. in Berlin entwickelten Generator mit der Feldlängenkombination ($\sigma_I = 4$, $\sigma_{II} = 4,19$ und $\sigma_{III} = 2,25$), die in der Folgezeit wohl für Röhren mit anderen Wellenlängen und Spannungen als auch bei der einzigen in Deutschland während des Krieges eingesetzten Triftröhre RD12 Verwendung fand [9], Wirkungsgrade von über 30% messen. Als Weiterentwicklung gab GEBAUER einen Generator mit den Feldlängen $\sigma_I = 3,56$, $\sigma_{II} = 3,56$ und $\sigma_{III} = 1,20$ an. Arbeits- und Steuerstrecke sind gegenüber dem vorhergehenden Typus verkürzt, die gegen der Laufrum verlängert, wodurch sich β_I von etwa 1,3 auf 0,95 erniedrigte und elektronische Wirkungsgrade von 40% gemessen wurden [2].

Diese Werte waren interessanterweise wesentlich höher, als sie nach den bis dahin vorliegenden Theorien auf der Grundlage von Doppelschichten zu erwarten waren. Diese Ergebnisse gaben den Anlaß zum Ausbau einer geschlossenen Theorie des Wirkungsgrades und der Bemessung auf der Grundlage von *endlichen* Feldlängen. Dabei stellte sich heraus, daß das vorliegende System, dessen Elektronenplan Abb. 2 zeigt, günstigste bemessen ist und einen elektronischen Wirkungsgrad von 40% den Grenzwert für diesen Generatortyp mit einer Steuerstrecke vom Typus 0+ darstellt [12], worauf im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

5. Der Wirkungsgrad und die optimale Bemessung von Triftröhren mit endlichen Feldlängen.

Bei der rechnerischen Behandlung von Triftröhren mit endlichen Feldlängen handelt es sich einmal um die Aufgabe, zu einem vorgegebenen Elektronensystem den W. G. zu berechnen. Weit schwieriger und wichtiger ist jedoch die Umkehrung dieser Aufgabe, nämlich die Vorausberechnung der Kenngrößen von Systemen für einen optimalen W. G. aus denen dann leicht die für die Konstruktion benötigten mechanischen Abmessungen gewonnen werden können [2].

Was die erste Aufgabe anbelangt, so ist dafür Kenntnis der Energie der Elektronenströmung beim Eintritt und Verlassen des Generators erforderlich.

Ist $E_0 = \frac{1}{2} m v_0^2$ die kinetische Energie der Einstromung und $E_3 = \frac{1}{2} m v_3^2$ die kinetische Energie der Ausströmung, wobei sich die Summation über alle Elektronen z während einer Periode zu erstreckt hat, so stellt die Differenz $E_3 - E_0$ die dem Schwingungskreis zugeführte oder entzogene Energie dar. Für den Wirkungsgrad ergibt sich daher

$$\eta = 1 - \frac{E_3}{E_0} = 1 - \frac{\sum_1^z v_3^2}{\sum_1^z v_0^2}.$$

Seine Ermittlung läuft auf eine Bestimmung der Laufzeiten und Geschwindigkeiten hinaus. Während diese Berechnungen für elektrische Doppelschichten, die in der Praxis nicht realisierbar sind, in geschlossener analytischer Form durchgeführt werden können, ist dies für Systeme mit endlichen Feldlängen nicht möglich, da die auftretenden Bewegungsgleichungen der Elektronen zur Ermittlung der Laufzeitwinkel den Wechselfeldern transzendent sind. Zu ihrer I

ng hat man zwei verschiedene Wege beschritten. Während man sich in den angelsächsischen Ländern und Frankreich hauptsächlich analytischer Näherungsmethoden bedient, so hat man in Deutschland sehr die graphisch-numerischen Verfahren bevorzugt. Analytisch vorliegende Ergebnisse gestatten zwar einen Überblick über die Zusammenhänge, lassen aber bei hohen Modulationsgraden aus Konvergenzgründen die Berechnung nicht mit der in konkreten Fällen erforderlichen Genauigkeit zu oder vergangen überhaupt. Demgegenüber gestatten die numerischen Verfahren in allen Fällen eine exakte Berechnung. Dafür muß aber in Kauf genommen werden, daß selbst bei einem vorgegebenen System die Ermittlung des W. G. eine zeitraubende und mühsame Arbeit ist, da die Berechnung der Endgeschwindigkeit für jedes einzelne Elektron in mehreren Schritten durchgeführt werden muß. Darüber hinaus ist zur Erzielung einer hinreichenden Genauigkeit die ganze Strömung in mindestens 12 Elektronen pro Periode zu unterteilen. Als Resultat einer solchen Berechnung ergibt sich neben den W. G. auch der in Abb. 2 wiedergegebene Elektronenlaufplan, wobei der errechnete Wert exakt mit dem experimentellen Wert übereinstimmt.

Was nunmehr die Vorausberechnung optimal dimensionierter Systeme anbelangt, so liegen darüber eine Anzahl von Untersuchungen vor, wobei wieder die beiden Methoden getrennt oder gemeinsam verwendet werden. Eine sehr ausführliche Darstellung bringt das Buch von HAMILTON, KNIPP und KUPER, „Klystrons and Microwaves Triodes“, in dem eine umfassende Schilderung der elektronischen Vorgänge in analytischen Näherungsmethoden gegeben wird. [3]. Eine ähnliche, jedoch etwas kürzere Darstellung bringt in dem Buch „Velocity Modulated Thermionic Tubes“ von BECK vor [14]. Einige andere Autoren, wie JEN [15], GABOR [16], und WARNECKE [17] gehen von den MAXWELLSchen Gleichungen aus und entwickeln eine Theorie der Triftröhren in allgemeiner Form zu geben. In diesem Zusammenhang ist auch das Buch von H. W. KÖNIG, Wien, zu nennen [18]. In diesen Arbeiten wird zwar der Energieaustausch zwischen dem Elektronenstrahl und den Wechselfeldern in allgemeiner Form behandelt, jedoch ist ihre Benutzung für die Vorausberechnung von Triftröhren nicht ohne großen Aufwand möglich, da exakt vorliegende Ergebnisse über die günstigste Bemessung der Kenngrößen nicht enthalten sind. Bei der unendlich großen Anzahl von Kombinationsmöglichkeiten zwischen Feldlängen und Spannungen ist es daher für das Dimensionierungsproblem notwendig, speziellere und der Aufgabe angepaßtere Verfahren zu benutzen, um ohne größeren Aufwand die günstigsten unter ihnen ermitteln zu können.

Unter diesen Gesichtspunkten konnte man dem Dimensionierungsproblem nur dadurch näher kommen, daß die Anzahl der freien Parameter von vornherein eingeschränkt wurde oder solche Typen betrachtete, bei denen dies definitionsgemäß der Fall ist. Dies trifft für das Einfeldtriftröhr und für alle anderen *symmetrischen* Klystrontypen, einschließlich Reflexklystron, zu.

Die optimale Bemessung des *symmetrischen* Doppelhohlraumklystrons ($\sigma_I = \sigma_{III}$, σ_{II} , $\beta_I = \beta_{III}$ und $\beta_{III,I} = 0$!) wurde in den Arbeiten von DAHLKE

und LABUS [19] sowie von DAHLKE und HECHTEL durchgeführt [20].

Unter diesen speziellen Annahmen beträgt der höchstmögliche reale elektronische Wirkungsgrad $\eta_{rmax} = 36\%$ für $\sigma_I = \sigma_{III} = 2,5\pi$, $\sigma_{II} = 0,7\pi$ und $\beta_I = \beta_{III} = 3,0$ im zweiten Schwingbereich. Bemerkenswerterweise stellt dieser Wert den *Grenzwert* des realen Wirkungsgrades für sämtliche *symmetrischen Klystrontypen*, die Diode ausgenommen, dar. Wegen des hohen Aussteuerungsgrades wird man jedoch zweckmäßigerweise im ersten Schwingbereich mit $\beta < 1$ und einem W. G. von etwa 25% arbeiten.

Als Grenzfall des Doppelhohlraumklystrons mit unendlich kurzem Laufräum ($\sigma_{II} = 0$) erscheint die zuerst von MÜLLER und ROSTAS berechnete Diode [10], mit der sich einige weitere Arbeiten, z. B. die von KLEINSTEUBER [11], DAHLKE und HECHTEL [20], KÖNIG [21] sowie GEBAUER und KLEESATTEL beschäftigen [22]. Demnach beträgt der maximal mögliche reale Wirkungsgrad η_{rmax} etwa 20% für eine Feldlänge $\sigma = 2,4\pi$ und $\beta = 4,0$.

Auf anderer viel allgemeinerer Grundlage wurde das Dimensionierungsproblem von GEBAUER und KLEESATTEL in der eben genannten Arbeit [22] behandelt, indem die für eine Behandlung notwendigen Einschränkungen, die bisher vorwiegend in Symmetrierungen bestanden, nach einem anderen Gesichtspunkt vorgenommen wurden. Ausgehend von der Überlegung, daß die Verluste proportional mit dem Quadrate der Wechselspannung anwachsen, wurden nur diskrete durch das Minimum der Verluste gekennzeichnete Steuerstreckenlängen zugelassen. Es sind dies solche, die bei kleinstmöglicher Wechselspannung eine größtmögliche Geschwindigkeitsmodulation erzeugen. Aus diesem Grunde liefern die nach diesem „Auswahlprinzip“ normierten Steuerstrecken darüber hinaus bei stabiler Fokussierung die kürzestmöglichen Fokussierungsweiten, eine Tatsache, die besonders aus Raumladungsgründen von Bedeutung ist. Auf dieser Grundlage gelang es GEBAUER und KLEESATTEL, ein in sich geschlossenes und elastisches, den jeweiligen Bedürfnissen leicht anzupassendes, Verfahren zur Vorausberechnung optimaler Kenngrößen zu entwickeln, das im folgenden im Zusammenhang mit einer Betrachtung und Diskussion der maßgebenden elektronischen Vorgänge kurz besprochen wird.

Die Längen dieser normierten Steuerstrecken errechnen sich bei vorgegebenem Aussteuerungsgrad β_I nach der Beziehung

$$\sigma_I = \frac{\pi}{2} (2k_I + 1) \left(1 + \sqrt{1 \pm \frac{2\beta_I}{\pi(2k_I + 1)}} \right), \quad (2)$$

wobei $k_I = 0, 1, 2, 3 \dots$ sein kann [22], [12]. Je nach der Wahl von k_I in Verbindung mit dem oberen oder unteren Vorzeichen sprechen wir von einer Steuerstrecke vom Typus 0^+ , 0^- , 1^+ , 1^- usw. Wie man sieht, besitzen die 0-Typen die kürzesten Steuerstrecken von der ungefähren Länge π , während die Steuerstrecken der 1-Typen eine Länge von etwa 3π besitzen. Rechnet man z. B. die Gleichung (2) für $\beta_I = 0,95$ und $k_I = 0$ aus, so ergibt sich für $\sigma_I = 3,56 = 1,133\pi$, ein Wert, der sich genau mit dem angegebenen deckt. Demnach besitzt das System eine Steuerstrecke vom Typus 0^+ , die als günstigste bemessen angesehen werden kann. Dasselbe gilt von den übrigen Feldlängen [12].

Zur Festlegung der Laufraumlänge σ_{II} entschied man sich in der Theorie von GEBAUER und KLEESATTEL aus Zweckmäßigkeitsgründen für einen Fokus der Ergiebigkeit 7/12, d. h. man ließ den Laufräum jeweils dort zu Ende gehen, wo von den 12 betrachteten Elektronen jeweils 7 vereinigt sind. Unter diesen Voraussetzungen hängt die Laufraumlänge σ_{II} bei vorgegebenen β_I und k_I und dem dadurch definierten Wert von σ_I jetzt nur noch von dem Quotienten $\beta_I/2\sigma_I$ ab und läßt sich recht genau nach den auf numerischem Wege gewonnenen Formeln berechnen ([22], S. 135). In Abb. 6 ist diese Beziehung graphisch dargestellt (gestrichelte Kurve).

Der Fokus tritt nunmehr in das Arbeitsfeld ein, das ihm ein Höchstmaß an Energie entziehen soll,

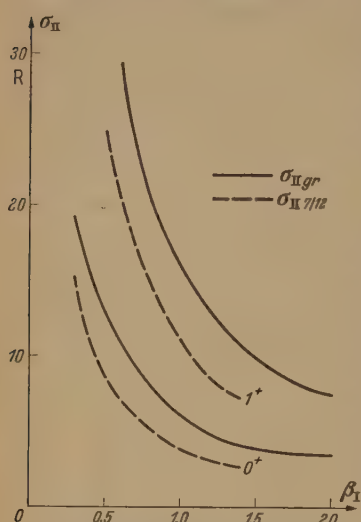


Abb. 6. Abhängigkeit der oberen Grenze der Laufraumlänge vom Aussteuerungsgrad im Vergleich mit den Laufraumlängen für den 7/12-Fokus [23].

Dem Energieentzug ist aber eine Grenze gesetzt, als der Grad der Abbremsung nicht etwa durch die mittlere Geschwindigkeit, sondern durch das *langsamste* Elektron bestimmt ist, derart, daß dieses noch mit der Geschwindigkeit Null den Arbeitsraum verlassen kann. Daraus entnimmt man, daß sich die Geschwindigkeitsmodulation nachteilig auf die zulässige Abbremsung bzw. den W. G. auswirkt und daß infolgedessen hohe Wirkungsgraden nur bei verschwindender Geschwindigkeitsmodulation zu erreichen sind. Bei Einhaltung dieser Bedingungen ist aber für hohe W. G. noch erforderlich, daß 1. der Fokus bei geringer Breite auch zu einer günstigen Phasenlage in das Feld eintritt und zwar je nach der Geschwindigkeitsmodulation etwa zwischen 20° und 45° vom Beginn der Bremshalbwelle an gerechnet, während bei Abbremsung durch Doppelschichten der Eintritt kurz vor dem Maximum zu erfolgen hat und 2. erneute Beschleunigungen von Elektronen in der darauffolgenden Halbwelle vermieden werden, auf die ein Fokus von großer Breite besonders anfällig ist. Daraus ergibt sich, daß die Länge der Arbeitsstrecke kleiner als π sein soll, d. h. kleiner als die Bremshalbwelle. Die Abbremsung hängt naturgemäß wieder kritisch von dem Modulationsgrad $C_{III} = \beta_{III}/2\sigma_{III}$ ab. Unter Berücksichtigung des Zusammenspiels dieser zahlreichen Gesichtspunkte wurden Formeln entwickelt, aus denen sich jeweils die günstigsten Arbeitsraumlängen errechnen lassen ([22] S. 135).

Der geschilderte Weg zur Auffindung jeweils optimaler Kenngrößen ist bei der Planung von Triftröhren sehr nützlich, zumal sich dadurch die vielfach angewendeten, zeitraubenden Probiervorgänge durch eine rasche und exakte Methode ersetzen ließen.

In der Theorie von GEBAUER und KLEESATTEL war wegen der Beschränkung auf den für die Praxis empfehlenswerten 7/12-Fokus noch die physikalisch

interessante Frage nach dem Grenzwert des Wirkungsgrades für dieses Prinzip der Schwingungserzeugung bei Verwendung endlicher Feldlängen offen geblieben. Da die normierten Steuerstrecken nach den Gesagten als die günstigsten anzusehen sind und Abbremsung unter Beachtung der zulässigen Grenzen jeweils optimal gestaltet werden kann, so läuft die von GEBAUER und KOSMAHL behandelte Frage über die Bestimmung der oberen Grenze der Laufraumlänge hinaus [23].

Zur Verdeutlichung sei an ein Fokussierungsbild in einem Laufräum nach Passieren einer normierten Steuerstrecke erinnert (Abb. 2, Bd. 2, S. 479 der Zeitschrift). Wie zu ersehen, bildet sich in einer bestimmten Entfernung vom Steuerraumende der 7/12-Fokus mit relativ geringer Phasenbreite aus. Bei einer noch größeren Entfernung nimmt sowohl die Ergiebigkeit als auch die Breite des Fokus zu. Durch das Hinzukommen je eines weiteren Elektrons entsteht ein 8/12-, ein 9/12-Fokus usw. an den durch Pfeile gekennzeichneten Stellen. Die Zunahme der Ergiebigkeit ist für den W. G. günstig, weil anschließend mehr Elektronen abgebremst werden können. Die Zunahme der Fokusbreite übt hingegen den umgekehrten Einfluß aus, da die am Fokusrand liegenden Elektronen weniger abgebremst werden können. Es gibt daher eine obere Grenze der Laufraumlänge, die Grenzlaufraumlänge $\sigma_{II,gr}$ genannt, bei der sich beide Einflüsse gerade das Gleichgewicht halten und der dazugehörige Fokus bei anschließender optimaler Abbremsung das Maximum des W. G. für die vorgegebene Geschwindigkeitsmodulation liefert. Mathematisch bedeutet dies, daß für diesen Wert von σ_{II} die Wirkkomponente des Influenzstromes ihr Maximum erreicht.

Zur Bestimmung der Grenzlaufraumlänge ist es jedoch aus rechnerischen Gründen nicht zweckmäßig, das jeweilige Maximum dieses *realen*, d. h. experimentell realisierbaren elektronischen W. G. η_r , für verschiedene Aussteuerungsgrade zu ermitteln, sondern dafür einen *idealen* W. G. η_i heranzuziehen, der folgendermaßen zustande kommt. Man breitet den Fokus, der naturgemäß Elektronen verschiedener Geschwindigkeit enthält (Geschwindigkeitsmodulation!) in einer *Doppelschicht als Arbeitsstrecke* unter *Vernachlässigung der Geschwindigkeitsmodulation* maximal ab, wobei das mittlere Elektron des Phasenfokus in den Scheitel der Bremshalbwelle hineinfällt.

Nach diesem Verfahren erhält man sowohl $\sigma_{II,gr}$ in Abhängigkeit von β_I (Abb. 6) als auch das jeweilige Maximum des idealen W. G. η_{imax} in Abhängigkeit von β_I . In Abb. 7 ist in Kurve a η_{imax} eingezeichnet für die Fokussierung nach Durchlaufen einer normierten Steuerstrecke (von endlicher Länge vom Typus 0+) und das andere Mal in Kurve b nach Durchlaufen einer Doppelschicht als Steuerstrecke aufgetragen. Die Kurve a zeigt instruktiv die Überlegenheit der Fokussierungseigenschaften der endlichen Modulationsstrecke gegenüber Doppelschichten. Nur bei verschwindender Aussteuerung werden Doppelschichten und Feldstrecken endlicher Länge gleichwertig. Der von WEBSTER [24] und hier unabhängig von LÜDI [25] für Doppelschichten berechnete obere Grenzwert von 58,4% erscheint unterer für die Fokussierung durch Steuerstrecken von endlicher Länge.

Von dem in früheren Untersuchungen vielfach kommenden idealen Wirkungsgrad ist natürlich reale wohl zu unterscheiden, der wegen der Geschwindigkeitsmodulation stets kleiner als der ideale fällt. Da, wie aus Abb. 7 hervorgeht, bei Fokussierung durch Doppelschichten schon der ideale Wirkungsgrad mit zunehmender Aussteuerung abnimmt, so dies erst recht bei Berücksichtigung der Geschwindigkeitsmodulation. Aus diesem Grunde ist Wert von 58,4% für verschwindende Aussteuerung die Grenze der Leistungsfähigkeit des Doppelraumklystrons für Doppelschichten.

Hingegen ist mit diesem Ergebnis die Frage nach dem Höchstwert des jeweiligen Maximums des realen Wirkungsgrades in Abhängigkeit von β_I noch nicht beantwortet, da wegen der beachtlichen Zunahme des idealen W. G. (d. h. einer der Wirkkomponenten) anwachsenden Influenzstroms (proportionalen Größe) mit wachsendem Modulationsgrad ein abnehmendes dieses Effektes gegenüber der Verschlechterung durch die Abbremsung durchaus denkbar wäre. Jedoch zeigte die Berechnung des realen W. G. die mit Hilfe von $\eta_{i\max}$ erhaltenen Werte von σ_{IIgr} , daß mit wachsender Aussteuerung der negative Einfluß der Geschwindigkeitsmodulation stets eine Verbesserung der Fokussierungsgüte überwiegt und daher σ_{IIgr} ständig abnimmt (Abb. 7, Kurve c).

Der Kurve c liegt eine Steuerstrecke vom Typus zugrunde. Da bei Benutzung einer Steuerstrecke vom Typus 1+ der Modulationsgrad $\beta_I/2\sigma_I$ bei gleichem β_I etwa 3 mal kleiner ist als bei einer Steuerstrecke vom Typus 0+, so liegen die W. G. zwar höher (Kurve d), jedoch zeigt die Kurve den gleichen abnehmenden Charakter mit demselben Grenzwert von 58,4% für $\beta_I \rightarrow 0$. Für noch längere Steuerstrecken werden die Kurven immer flacher und gehen für $\beta_I \rightarrow \infty$, d. h. für $\beta_I/2\sigma_I \rightarrow 0$ in eine horizontale Gerade $\eta_{rgr} = \text{const} = 58,4\%$ über. Letzten Endes also der mit einem Triftröhr erzielbare Grenzwirkungsgrad allein durch den Modulationsgrad gegeben. Bei vorgegebenem β_I ist aus den Kurven unmittelbar die jeweilige Grenze der Leistungsfähigkeit zu entnehmen. Sämtliche Typen von Steuerstrecken werden im Hinblick auf die Geschwindigkeitsmodulation bei verschwindender Aussteuerung gleichwertig. Da in diesem Fall definitionsmäßig kein Unterschied zwischen idealem und realem W. G. besteht, so ist der WEBSTER-LÜDISCHE Wert von 58,4% ihr gemeinsamer Grenzwert. Dasselbe gilt auch für nichtnormierte Steuerstrecken, wobei jedoch bei einem Vergleich der W. G. immer der Modulationsgrad zugrunde gelegt werden muß.

Die hier angegebenen Grenzwerte des W. G. gelten natürlich nur für eine primär homogene Elektronenablenkung. Bei Benutzung einer Vormodulation in der besonderen Steuerstrecke, wie sie z. B. von JÉNARD, WARNECKE und FAUVE vorgeschlagen wurde [26] oder daß die Kathode nur in der einen Halbwelle emittiert und infolgedessen nur „richtig-

phasige“ Elektronen vorhanden sind, kann der W. G. höher getrieben werden.

Zur Dimensionierung sei noch bemerkt, daß normierte Steuerstrecken vor allem für das Doppelraumklystron und für das Klystron mit gegenphasigen Feldern von Interesse sind, da für diese Typen eine unsymmetrische Bemessung der Feldlängen zur Erzielung hoher Wirkungsgrade bequem durchführbar ist.

Bei dem Klystron mit gleichphasigen Feldern führt jedoch eine unsymmetrische Ausführung von Steuer- und Arbeitsstrecke zu erheblichen Abstimmungsschwierigkeiten für die Spannungen an denselben. Man wählt daher gleich lange und kürzere Feldlängen, als sich nach (2) ergeben würden. Das gleiche gilt um so mehr für das Reflexklystron, bei dem wegen $\sigma_I = \sigma_{III}$ normierte Strecken zu lang wären. Für

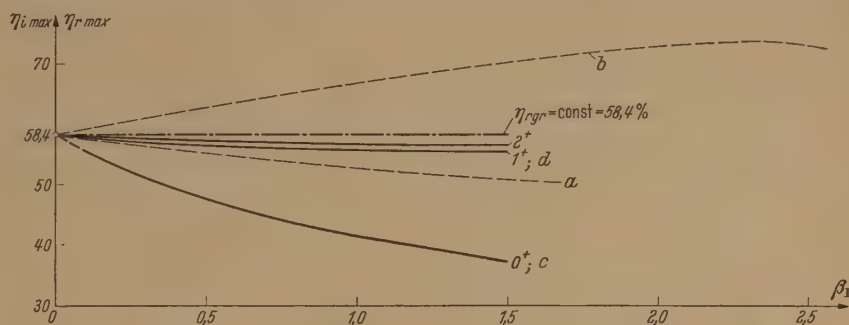


Abb. 7. Abhängigkeit des maximalen idealen und realen Wirkungsgrades $\eta_{i\max}$ und $\eta_{r\max}$ des Doppelraumklystrons vom Aussteuerungsgrad. $\eta_{i\max}$ a) für eine Doppelschicht und b) für eine normierte Steuerstrecke vom Typus 0+. $\eta_{r\max}$ für normierte Steuerstrecken, c) vom Typus 0+ und d) vom Typus 1+.

diese Typen wird man daher nichtnormierte Strecken, deren günstigste Längen etwa zwischen $\pi/2$ und π liegen, verwenden.

Nach dem Gesagten ist für einen hohen W. G. ein kleiner Modulationsgrad $\beta_I/2\sigma_I$ die notwendige Voraussetzung. Dafür gibt es 2 Möglichkeiten, entweder β_I klein oder σ_I groß zu wählen. Die erste Möglichkeit ist praktisch nur beim Doppelraumklystron realisierbar, bei dem β_I völlig unabhängig von β_{III} ist, so daß bei kleiner Geschwindigkeitsmodulation ein für die Abbremsung notwendig hoher Aussteuerungsgrad β_{III} im Arbeitsraum vorgegeben werden kann. Bei den Klystrons mit gleich- und gegenphasigen Feldern in symmetrischer Ausführung sowie beim Reflexklystron entfallen wegen der Gleichheit der Aussteuerungsgrade diese Möglichkeiten, so daß für höhere Wirkungsgrade die Wahl von $\beta_I = \beta_{III} \approx 1$ in Kauf genommen werden muß.

Bei der Beschreitung des zweiten Weges mit langen Feldgebieten im Steuer- und Laufrum lassen sich, soweit eine unsymmetrische Bemessung möglich ist, hohe W. G. erzeugen, jedoch nur bei geringen Leistungen, da sich bei hohen Strahlströmen erhebliche Raumladungsstörungen bemerkbar machen. Aus diesem Grunde verbleiben für die Erzeugung hoher Leistungen nur Systeme mit kurzen Steuerfeldern, im Falle normierter Steuerstrecken also nur die 0-Typen [12].

Durch die in ihren Grundzügen dargestellte Theorie [22] sind die Mittel bereit gestellt, für einen gewünschten Triftröhrentypus und Wirkungsgrad sämtliche Größen ohne besonderen Aufwand und Pro-

bieren in einem geschlossenen Verfahren zu liefern. Dabei sind die errechneten Daten nicht nur als sehr günstig anzusehen, sondern tragen auch den anderen Anforderungen im Betrieb voll Rechnung.

Eine experimentelle Überprüfung der Theorie an zahlreichen Generatortypen ergab eine vollständige Übereinstimmung mit der Rechnung. Darüber hinaus haben sich die nach der Theorie gebauten Klystrontypen bestens bewährt. So konnten beispielsweise an Klystrons mit gegenphasigen Feldern unter Verwendung von Steuerstrecken vom Typus 0+ und 1+ Wirkungsgrade von 40% und 53% erhalten werden, die für diese Typen die Grenzen des Erreichbaren sind und die höchsten bisher an Triftröhren gemessenen Wirkungsgrade darstellen [2] [12] 23]. Nach diesen Arbeiten sind die Fragen der günstigsten Dimensionierung und des Wirkungsgrades von Triftröhren im wesentlichen als gelöst zu betrachten.

6. Das Anschwingen und das Verhalten im Betrieb.

Nach den Arbeiten von GEBAUER [2] [12] hängt die von einem Triftröhr bei optimaler Anpassung an einen Verbraucher abgegebene Hochfrequenzleistung charakteristisch von der Gleichstromleistung ab. In jedem Einzelfall setzen die Schwingungen nach Überwinden der Verluste im Resonanzkreis bei einer bestimmten Leistung bzw. Anschwingstromstärke ein. Hierauf folgt nach einer anfänglichen quadratischen Zunahme ein linearer Anstieg, bis schließlich die Kurven je nach den Feldlängen und Betriebsspannungen bei verschiedenen Stromwerten nach unten abkrümmen und bei genügender Steigerung der Stromstärken schließlich auf Null zurückgehen. Dieses Verhalten ist, wie kürzlich GEBAUER und KOSMAHL in dieser Zeitschrift ausführten, durch die Art und Weise bedingt, wie ein Klystron die ihm zugeführte Gleichstromenergie in Hochfrequenzenergie umwandelt [27]. Dazu gehören der Anschwingvorgang sowie die Tatsachen, daß sowohl der elektronische W. G. als auch der Aussteuerungsgrad nicht konstant, sondern Funktionen des Strahlstromes sind. η ist eine Funktion der Gesamtwechselspannung βU , kurz η - β -Kurve genannt und β seinerseits eine Funktion des Strahlstromes \mathfrak{I} .

Die η - β -Kurve wird für ein vorgegebenes System punktweise nach der Fahrplanmethode durch Variation des Aussteuerungsgrades berechnet. Dabei sind die Bereiche I, II und III mit den elektronischen Wirkungsgraden η_I , η_{II} und η_{III} zu unterscheiden, von denen I den Anschwingvorgang, II dem quadratischen Anstieg und III dem linearen Verlauf der Leistungskurve zugeordnet sind.

Die Anregung von hochfrequenten Schwingungen durch eine Elektronenströmung geht auf die statistischen Schwankungen des Stromes zurück, die zum Anstoßen des Schwingungskreises führen. Dieser Vorgang kann auch so verstanden werden, daß die FOURIERZERLEGUNG einer Elektronenströmung von endlicher Länge ein Frequenzspektrum ergibt, in dem auch die Eigenfrequenz des anzuregenden Kreises enthalten ist.

Die Anschwingstromstärke \mathfrak{I}_A ist nach DÖRING, der das Anschwingen von Triftröhren in allgemeiner Form ausführlich behandelte [28], durch die Bezie-

hung gegeben

$$\mathfrak{I}_A = \frac{U}{2 p R} = A U / R,$$

wobei U die Betriebsgleichspannung, R den Resonanzwiderstand und A eine allein von den Feldlängen abhängige Konstante bedeutet. Diese ergibt sich aus dem Anschwingbereich der η - β -Kurve nach DÖRING durch die für $\beta \rightarrow 0$ exakt geltende Beziehung

$$\eta_I = p \beta^2$$

darstellbar ist, zu $A = 1/2 p$. Demnach schwingt ein Klystron um so leichter an, je größer der Parameter p der Anfangsparabel nach (4), also je kleiner A ist. Da (3) interessanterweise β nicht enthält, so ergibt sich das Anschwingen unabhängig vom Aussteuerungsgrad, wobei ein Klystron bei Erreichen der Anschwingstromstärke seine Amplitude bzw. seinen Aussteuerungsgrad von unendlich kleinen Werten beginnend bis zum Werte β_A am Ende des Bereichs der η - β -Kurve aufschaukelt. Dabei ist das Klystron nur mit seinem Resonanzwiderstand belastet. Wird hingegen noch ein Verbraucher angeschlossen und die Stromstärke \mathfrak{I} über \mathfrak{I}_A hinaus gesteigert, wird bei optimaler Anpassung eine maximale Leistung umgesetzt. Aus der Leistungsbilanz

$$N_n = N_e - N_v = \eta U \mathfrak{I} - \frac{\beta^2 U^2}{2 R},$$

wobei N_n die Nutzleistung, N_e die elektronische Leistung und N_v die Verlustleistung bedeuten, gewinnt man durch Differentiation von N_n nach β bei konstantem Strahlstrom und Nullsetzen der Ableitung die Bedingung für ein Maximum der Nutzleistung

$$\frac{dN_n}{d\beta} = \mathfrak{I} \frac{d\eta}{d\beta} - \frac{\beta U}{R} = 0.$$

Daraus folgt für

$$\beta = \frac{d\eta}{d\beta} \frac{\mathfrak{I} R}{U}.$$

Wird nun der so gewonnene Wert von β in die Gleichung für die Nutzleistung eingesetzt, so ergibt sich ein linearer Anstieg der Nutzleistung mit der Strahlleistung, wenn der Arbeitspunkt im Bereich II (darstellbar durch $\eta_{II} \approx a \beta + b$) der η - β -Kurve liegt, in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund einer quadratischen Zunahme der Nutzleistung mit der Strahlleistung, während bei einer weiteren Erhöhung der Strahlleistung und der damit verbundenen Verschiebung des Arbeitspunktes in den Bereich III (darstellbar durch $\eta_{III} \approx c \beta^2 + k \beta + m$) ein im wesentlichen linearer Anstieg der Nutzleistung resultiert, und bis zu beliebig hohen Strahlströmen mit exakt linearem Verlauf erhalten bleiben sollte. Die Berücksichtigung der bisher vernachlässigten Raumladungseinflüsse auf die Phasenfokussierung, die von LAURITZ [29] und WARNECKE [30] untersucht wurden, gibt aber Störungen der Elektronenvorgänge in den Klystrons je nach Typ und Betriebsspannung bei verschiedenen hohen Strahlströmen und bewirkt die beobachtete Abkrümmen der Leistungskurven bei hohen Strahlströmen.

Der Zusammenhang zwischen β und \mathfrak{I} ergibt sich durch Lösung der Bestimmungsgleichung (7) unter Verwendung von $\frac{d\eta}{d\beta}$ aus der η - β -Kurve [27]. Da zeigt sich, daß der Aussteuerungsgrad bei Erreichen der Anschwingstromstärke zunächst von Q abhängt.

Wert β_A springt und hierauf mit weiter steigendem Strahlstrom ($\mathfrak{I} \rightarrow \infty$) sich asymptotisch einem Grenzwert β_∞ nähert, dem das Maximum der η - β -Kurve entspricht. Bei Variation des Strahlstromes $\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_A$ bis $\mathfrak{I} = \mathfrak{I}_\infty$ durchläuft der Arbeitspunkt auf der η - β -Kurve den Bereich von A bis C, d. h., daß der sehr hohen Strahlströme der G. praktisch konstant bleibt und optimal angepaßter Generator den Aussteuerungsgrad nicht übersteigern kann.

Für eine Ziehung der Wellenlänge in einem größeren Bereich ist aus konstruktiven Gründen die konzentrische Leitung besonders geeignet. Abb. 8 zeigt eine Konstruktionsskizze nach GEBAUER. Die

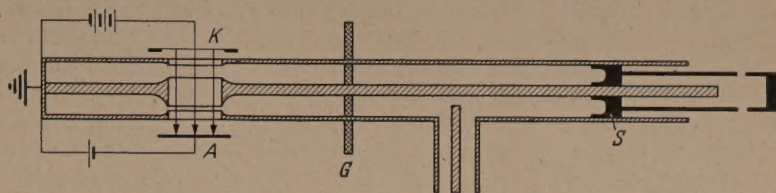


Abb. 8. Klystron mit gegenphasigen Feldern für eine ziehbare Wellenlänge nach GEBAUER.

7. Spezielle Probleme bei der Anwendung von Triftröhren.

a) Ziehung der Wellenlänge.

Während bei den Schwingungskreisen mit konstanten Kapazitäten und Selbstinduktionen im stationären Gebiet eine Änderung der Eigenfrequenz bequem in weiten Grenzen durchführbar ist, so ist dies bei Hohlraumresonatoren nur begrenzt möglich und mit technischen Schwierigkeiten verbunden. Ganz allgemein ist diese Aufgabe, wie schon darauf hingewiesen, entweder auf mechanischem Wege durch Deformation oder Veränderung des Hohlraumes durch Einführen von Leitern oder auf elektrischem Wege durch Änderung der Betriebsspannung möglich. Die letztere erwähnte, besonders beim Reflexklystron häufig gewordene und bequeme Art der Wellenlängenänderung sei kurz erläutert.

Bekanntlich ruft der durch den Resonator hindurchtretende Elektronenstrom an den feldbegrenzenden Elektroden einen bei günstiger Phasenlage das Maximum entdämpfenden Influenzstrom hervor. Dieser ist jedoch nicht sinusförmig, so ergibt seine Fourierzerlegung neben einer Gleichstromkomponente die Grundwelle und Oberwellen. Die Grundkomponente des Stromes setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, von denen der eine mit der Generatorwechselspannung entweder in Phase oder um 180° davon verschoben ist, während der zweite ihr um 90° vordringt oder nachhinkt. Diese beiden Anteile stellen die in- und die Blindkomponente des Influenzstromes dar. Während eine in Phase mit der Wechselspannung liegende Komponente den Kreis dämpft, da die Elektronenverdichtungen in die beschleunigende Halbwelle der Wechselspannung fallen und somit Energie verbrauchen, so wirkt hingegen die gegenphasige Komponente auf den Kreis entdämpfend, so daß die Schwingungen angefaßt und aufrecht erhalten werden können, sobald die umgesetzte Leistung größer als die Verlustleistung wird.

Die Blindkomponente des Stromes ist es nun, die maßgebend für die Ziehung der Wellenlänge ist, da sie je nach der Phasenlage einen induktiven oder kapazitiven Blindwiderstand darstellt, der sich zum Gesamt-widerstand des Kreises parallel addiert und somit auf ihn verstimmend wirkt. Eine Änderung der Spannung verändert nämlich die Phasenlage der Influenzkomponenten, womit automatisch auch eine Änderung der Komponenten des Influenzstromes verknüpft ist. Von dieser Möglichkeit wird bei der Verwendung des Reflexklystrons in der Mikrowellen-spektroskopie sowie bei vielen technischen Anwendungen Gebrauch gemacht.

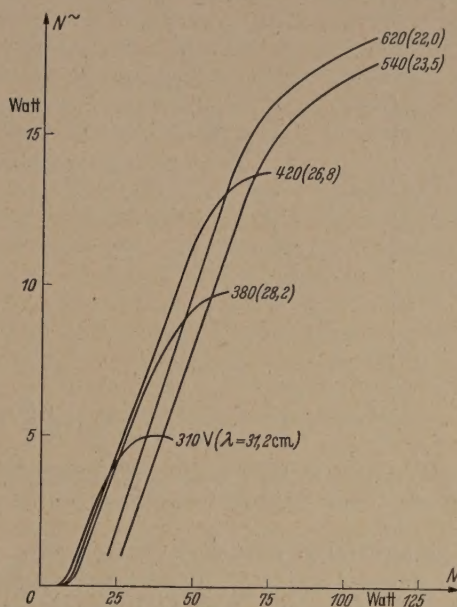


Abb. 9. Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung für ein Klystron gemäß Abb. 8 für einige Wellenlängen und Betriebsspannungen nach GEBAUER.

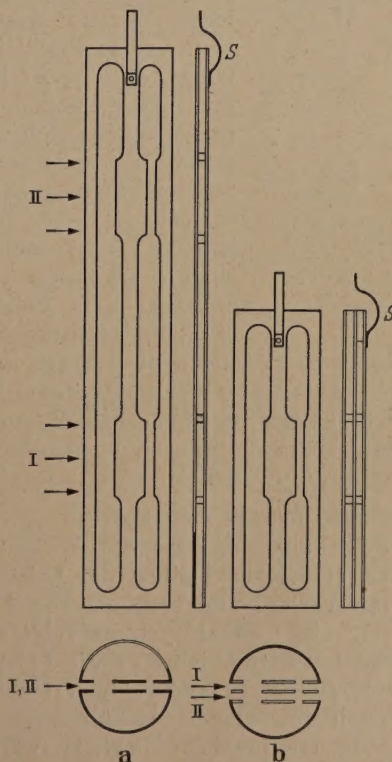


Abb. 10. Klystrons mit gegenphasigen Feldern und zwei getrennten Strahlensystemen a) der Länge λ und b) der Länge $\lambda/2$.

linke Hälfte des Rohres ist vakuummäßig durch eine konzentrische Glasdurchführung G von der rechten getrennt, wobei die Gesamtlänge der Leitung etwa gleich λ ist und durch einen Kurzschlußschieber S von außen bequem verändert werden kann. Die

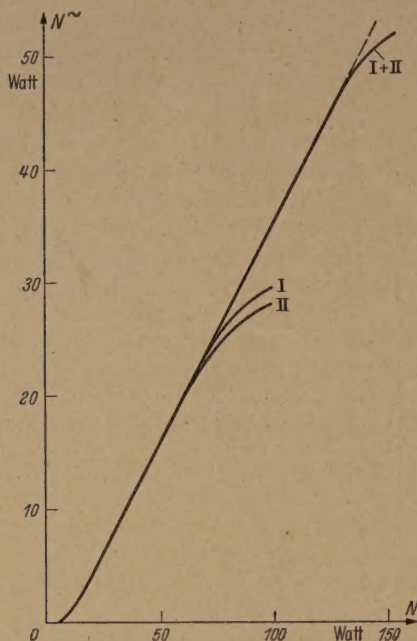


Abb. 11. Abhängigkeit der Hochfrequenzleistung von der Gleichstromleistung für ein Klystron gemäß Abb. 10a. a) bei Verwendung eines und b) bei Verwendung zweier Strahlsysteme nach Messungen von GEBAUER

Auskopplung erfolgte kapazitiv von der Seite. Abb. 9 zeigt als Beispiel einige an diesem Rohr gewonnene Meßergebnisse für einige Wellenlängen und Betriebsspannungen, die jeweils an den Kurven angeschrieben

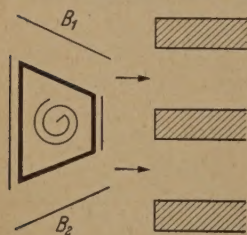


Abb. 12. Trapezkathode zur Erzeugung zweier Flachstrahlen hoher Stromdichte zum Betrieb eines Zweistrahlensystems gemäß Abb. 10b nach O. HEIL.

bei der Kurvenführung sind, wobei der Bereich von 22 bis 31 cm noch bequem hätte erweitert werden können. Die Parallelverschiebung der Kurven ist durch jeweils verschiedene Verluste in der Leitungsführung sowie durch ebenfalls mehr oder minder große Strahlungsverluste bedingt. Beachtlich ist die außerordentlich geringe Betriebsspannung. Mit abnehmender Betriebsspannung und entsprechend größerer Wellenlänge krümmen die Kurven infolge der schon besprochenen Raumladungsstörungen bei immer geringeren Stromstärken ab. Ein entsprechendes technisches Rohr war die schon erwähnte Röhre RD12La der C. Lorenz A.-G.

b) Erzeugung höherer Leistungen.

Nach den obigen Ausführungen bewirkt die Raumladung ein Zurückbleiben der Leistung unter dem linearen Verlauf und begrenzt somit bei Verwendung nur eines Strahlsystems schließlich von einer bestimmten Stromdichte an die Leistung. Infolgedessen ist für die Erzeugung höherer Leistungen entweder nach den obigen Ausführungen die Betriebsspannung entsprechend hoch zu wählen oder können, falls höhere Leistungen bei niedriger Spannung erwünscht sind, mehrere Systeme mit getrenn-

ten Elektronenstrahlen entweder nach Abb. 10a oder 10b verwendet werden.

Wie Abb. 11 zeigt, läßt sich, ohne die Spannung zu erhöhen, bei Benutzung zweier Systeme die doppelte Leistung erzielen. Wie zu erwarten, tritt Absinken der Nutzleistung erst bei dem doppelten Strahlstrom ein. Das gleiche gilt für Systeme nach Abb. 10b. Für den Betrieb eines Klystrons nach Abb. 10b hat sich die von O. HEIL angegebene Konstruktion von H. H. SEIFERT in Richtung hoher Stromdichte entwickelte Trapezkathode bestens bewährt¹. Sie besteht, wie aus Abb. 12 zu ersehen ist, aus einer trapezförmigen Hülse, in deren Innem sich der Heizer befindet. Die beiden schrägen Seitenflächen tragen die Emissionsschicht, die die Stromdichte in Strahlrichtung etwa 10 mal größer als auf der Emissionsfläche ist. Die Blenden B_1 und B_2 dienen zur Steuerung der Emission. Aus Abb. 12 entnimmt man auch, wie die beiden übereinander liegenden Systeme von der Kathode gespeist werden.

Mit den besprochenen Anordnungen lassen sich Leistungen mit hohem W. G. bei Spannungen von 250 oder 500 Volt Leistungen von etwa 10 bzw. 50 Watt ohne besondere Schwierigkeit erzeugen. Da die Abmessungen der Schwingungserzeuger für jede Wellenlänge und die Betriebsspannung als bekannt anzusehen sind, so ist für die Erzeugung höherer Leistungen (einige hundert Watt und mehr) bei geeignet vorgegebener Betriebsspannung nur der Strahlstrom entsprechend zu wählen [12]. Die einzige wesentliche Schwierigkeit ist dabei die Abführung der Verlustleistung. Bei einer Wellenlänge von 10 cm wurde in Frankreich bei einer Spannung von 8 kV die beachtliche Dauerstrichleistung von 1 kW erzeugt [31] und an der Stanford University ein Klystron mit 10 kW Dauerstrichleistung bei einer Betriebsspannung von 10 kV entwickelt. Für kleine Leistungen (10 bis 100 mW) stehen insbesondere die Reflexklystrons für beliebiger Wellenlänge zur Verfügung.

Die Hochfrequenzleistung ist im allgemeinen von der Stärke des vielfach zur Strahlführung benutzten Magnetfeldes unabhängig. Gelegentlich beobachtet man aber, wie GEBAUER feststellte, daß bei einer Veränderung des Magnetfeldes und sonst konstanten Bedingungen die Schwingungen bei bestimmten Magnetfeldstärken abreißen und zwar dann, wenn Resonanz zwischen der Umlauffrequenz der Elektronen und dem Magnetfeld und der Schwingungsfrequenz des Strahlers vorhanden ist [2]. Mit der näheren Aufklärung dieses durch Sekundärelektronen in der Arbeitsstrecke bedingten Effektes beschäftigt sich eine Arbeit von KREBS [32].

c) Erzeugung sehr hoher Frequenzen $\geq 10^{10}$ Hz

Da nach der MAXWELLSchen Elektrodynamik die Eigenwellenlänge von Hohlraumresonatoren etwa das Doppelte der größten geometrischen Abmessung beträgt, so beginnen sich bei Wellenlängen im Zentimetergebiet bereits erhebliche Schwierigkeiten abzuzeichnen, die im Millimetergebiet diese Methode begrenzen scheinen. Eine Schwierigkeit ist z. B.

¹ Diese in den Jahren 1942–1944 auf Anregung von R. GEBAUER durch H.-H. SEIFERT als Dissertation bei C. LORENZ A.-G. in Berlin ausgeführte Arbeit, konnte leider als solche nicht abgeschlossen werden, da die Arbeit durch Kriegseinwirkung zerstört wurde und anschließend keine Möglichkeit war, die Versuche wieder aufzunehmen.

bau von Gittern zur Beseitigung der Durchgriffe
den Durchtrittsöffnungen des Elektronenstrahls,
die sich elektrische Feldlängen von z. B. 0,2 mm
Spannungen von etwa 2000 Volt nicht realisieren
en. Neben Stromverlusten und Schwierigkeiten
er Wärmeableitung kommt noch hinzu, daß
Querschnitt des anfachenden Elektronenstrahls
wesentlich kleiner als der Resonatorquerschnitt
essen sein muß, so daß eine Anfachung mit
mdichten der üblichen Oxydkathoden unmöglich
e. Die Anregung von Millimeterwellen ist daher
durch die Erzeugung von Elektronenstrahlen
er Stromdichte ermöglicht worden. Besonders
net erwies sich die von PIERCE angegebene Elek-
tronkanone [33], die mit elektrostatischen Mitteln
Erhöhung der Strahlkonzentration um das 25-
e gestattet und u. a. auch von HUBER und
EN [34] ausführlich untersucht wurde. Unter
wendung dieser Elektronenkanone gelang es in den
a mit einem Reflexklystron, Wellenlängen bis zu
mm zu erzeugen, die mit zu den bisher kürzesten
romagnetischen Wellen gehören [35]. Die Be-
eunigungsspannung betrug 1800 Volt, der Bes-
sstrom 17 mA bei einer Nutzleistung von 0,1 mW.
er weiteren Verkleinerung der Wellenlänge stellen
jedoch durch die Kleinheit der Resonatoren
zipielle Schwierigkeiten in den Weg. Ergänzend
dazu noch bemerkt, daß durch Frequenzverviel-
ung und mit Wanderfeldröhren ebenfalls bis zu
en Wellenlängen vorgedrungen werden konnte.

1) Frequenzvervielfachung und Verstärkung.

Da der dichtemodulierte Elektronenstrahl außer
Grundwelle des Influenzstromes je nach der An-
ng noch recht kräftige Oberwellen enthalten
n, so läßt sich durch Abstimmung des Auskopp-
es auf eine der Oberwellen das Doppelhohlraum-
tron auch zur Frequenzvervielfachung benutzen.
dieser Möglichkeit wird bei der Verwendung des
strons als Generator für sehr kurze Wellen und
Verstärker Gebrauch gemacht. Bei der Verwen-
g als Verstärker wird unter Weglassung der Rück-
plung dem Steuerfeld die zu verstärkende Fre-
z zugeführt, die dann selbst oder eine ihrer
rwellen im Auskoppelfeld verstärkt durch eine
koppelleitung entnommen werden kann. Wegen
hohen Güte der Resonatoren ist die Halbwerts-
te der Resonanzkurven entsprechend gering und
it auch die zu verstärkende Bandbreite. Man hat
den typischen Fall eines Resonanzverstärkers.
diesem Grunde kommt ihm in der Verstärker-
nik nur eine untergeordnete Bedeutung zu, im
ensatz zu der als Breitbandverstärker brauch-
en Wanderfeldröhre, die mit den Triftröhren eine
bliche Verwandtschaft besitzt, und durch deren
wicklung in jüngster Zeit das Verstärkerproblem
z wesentlich gefördert wurde [36] [37] [38]. Diese
struktiv sehr einfache Röhre vereinigt die Vor-
e einer außerordentlich großen Bandbreite (grö-
als 10^8 Hz) mit einem hohen Verstärkungsgrad
= 100 bis 1000) und ist bis zu Wellenlängen
wenigen Millimetern brauchbar.

2) Modulation und Gleichrichtung.

Das einfachste Modulationsverfahren für Sender
Dezimeter- und Zentimetergebiet besteht in der
rlagerung der Modulationsspannungen über die

Betriebsgleichspannung. Diese Methode ist aber viel-
fach unbefriedigend, da bei stärkeren Spannungs-
änderungen die Schwingungen abreißen und neben
einer Amplitudenmodulation eine Frequenzmodula-
tion auftritt.

Um eine reine Amplitudenmodulation zu erhalten,
wird z. B. die Modulationsfrequenz einem geeigneten
in der Verbindungsleitung zwischen dem Erzeuger
der Trägerfrequenz und dem Strahler liegenden Wi-
derstand zugeführt. Als solcher kann z. B. eine Röhre,
ein Kondensator oder eine ionisierte Gasstrecke die-
nen, wobei die Amplituden der Trägerfrequenz ent-
sprechend der Modulationsspannung schwanken wer-
den. Eine andere Methode besteht darin, die unmo-
dulierte Welle auf einen Reflektor auftreffen zu las-
sen, dessen Reflektionsvermögen durch die Modula-
tionsspannung verändert wird und infolgedessen der
reflektierten Welle entsprechende Intensitätsschwan-
kungen aufgeprägt werden.

Zu der Anwendbarkeit des Doppelhohlraumkly-
strons als Generator bzw. Verstärker kommt schließ-
lich noch seine Eignung als Gleichrichter hinzu. Da-
bei wird die gleichzurichtende amplitudenmodulierte
Welle dem Steuerraum des Klystrons zugeführt, wo-
durch die hochfrequente Wechselspannung im Rhyth-
mus der Modulationsfrequenz schwankt und entspre-
chende Schwankungen im Auskoppelfeld zur Folge
hat. Entsprechende Schwankungen führen daher
auch die Geschwindigkeiten der das Klystron ver-
lassenden Elektronen aus. Treffen nun diese Elek-
tronen auf ein etwa auf Kathodenpotential befind-
liches Gitter, so werden nur diejenigen von ihnen das
Gitter passieren können, deren Voltgeschwindigkeit
höher als die Betriebsspannung ist und somit eine
Gleichrichtung des Elektronenstromes auftritt.

Zusammenfassung.

Der Aufsatz behandelt die physikalischen Grund-
lagen der Erzeugung vonelektromagnetischen Schwin-
gungen im Dezimeter- und Zentimetergebiet mit
Triftröhren (Klystrons), die für verschiedene Pro-
bleme in Wissenschaft und Technik Interesse be-
sitzen. Nach einer kurzen Behandlung der dazu not-
wendigen „Bauelemente“, der Hohlraumresonatoren
in Verbindung mit geschwindigkeitsmodulierten Elek-
tronenstrahlen, werden die verschiedenen Typen von
Triftröhren besprochen. Anschließend werden unter
Zugrundelegung von Feldgebieten endlicher Länge
sowohl die Ermittlung des Wirkungsgrades für ein
vorgegebenes System als auch die wichtigere umge-
kehrte Aufgabe, nämlich die Vorausberechnung von
Systemen mit günstigsten Abmessungen und Kenn-
größen für einen optimalen Wirkungsgrad, behandelt
und auch die Frage nach dem oberen Grenzwert des
mit Triftröhren erreichbaren Wirkungsgrades unter-
sucht. Zum näheren Verständnis der Arbeitsweise
von Triftröhren wird sodann das Anschwingen und
das Verhalten bei optimaler Anpassung diskutiert.
Schließlich wird noch auf eine Reihe von speziellen
Problemen bei der Anwendung von Triftröhren ein-
gegangen. Welche Gebiete von den im Zentimeter-
und Millimeterbereich zur Verfügung stehenden Röh-
rentypen schließlich bevorzugt beherrscht werden,
muß die Zukunft erweisen.

Literatur. [1] HEIL, O. u. A. ARSENJEWA-HEIL: Z. Phys.
95, 752 (1935). — [2] GEBAUER, R.: Wiss. Veröff. d. Tech.

nischen Hochschule Darmstadt 1, 65 (1947). — [3] VARIAN, R. H. u. S. F. VARIAN: J. appl. Phys. 10, 321 (1939). — [4] BORGNIS, F.: Ann. Phys. 5, 359 (1939). — [5] HANSEN, W. W.: J. appl. Phys. 9, 654 (1939). — [6] KOSMAHL, H.: Darmstädter Dissertation 1949. — [7] GEBAUER, R.: Wiss. Veröff. d. Technischen Hochschule Darmstadt 1, 73 (1947). — [8] DÖRING, H.: Z. Hochfr. u. Elektroak. 62, 98 (1943). — [9] DÖRING, H.: F. T. Z. 2, 105 (1949). — [10] MÜLLER, J. u. E. ROSTAS: Helv. Phys. Acta 13, 435 (1940). — [11] KLEINSTEUBER, W.: Z. Hochfrequenztechn. 59, 112 (1942). — [12] GEBAUER, R.: Z. angew. Phys. 2, 415 (1950). — [13] HAMILTON, D. R., J. K. KNIPP u. J. B. KUPER: Klystrons and Microwave Triodes, Mc Graw-Hill Book Company, INC. New-York, 1948, First Edition. — [14] BECK, H. A. W.: Velocity-Modulated Thermionic Tubes, At the University Press, Cambridge, 1948. — [15] JEN, H.: Proc. Inst. Radio Eng., N. Y., 29, 345 (1941). — [16] GABOR, J.: Inst. Elect. Eng. 91, 128 (1945). — [17] WARNECKE, R.: Bull. Soc. fr. électr. 2, 238 (1942). — [18] KÖNIG, H. W.: Laufzeittheorie der Elektronenröhren. Springer-Verlag Wien, 1948. — [19] DAHLKE, W. u. J. LABUS: Dtsch. Luftfahrtforsch., ZWB 1942, Nr. 1577. — [20] DAHLKE, W. u. R. HECHTEL: Dtsch. Luftfahrtforsch., ZWB 1944, N. 1953. — [21] KÖNIG, H. W.: Z. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik 62, 76 (1943). — [22] GEBAUER, R. u. C. KLEESATTEL: Wiss. Veröff.

d. Technischen Hochschule Darmstadt 1, 97 (1949). — [23] GEBAUER, R. u. H. KOSMAHL: Z. angew. Phys. 2, (1950). — [24] WEBSTER, D. L.: J. appl. Phys. 10, 501 (1939). — [25] LÜDI, F.: Helv. phys. Acta 13, 122 (1940). — [26] GUÉNARD, P., R. WARNECKE et C. FAUVE: Ann. de Radioélectricité 3, 14 (1948). — [27] GEBAUER, R. u. H. KOSMAHL: Z. angew. Phys. 3, 449 (1951). — [28] DÖRING, H.: A.E.Ü. 147 (1950) u. 4, 223 (1950). — [29] LABUS, J.: Z. Naturf. 52 (1948). — [30] WARNECKE, R., P. GUÉNARD et C. FAUVE: Ann. de Radioélectricité 2, 9 (1947). — [31] CLAVIER, J. et H. LE BOITEUX: Revue Gen. de l'électricité 109 (1941). — [32] KREBS, K.: Z. angew. Phys. 2, 400 (1950). — [33] PIERCE, J. R.: J. appl. Phys. 11, 548 (1940). — [34] HUBER, H. W. KLEEN: A.E. 39, 394 (1949). — [35] LAFFERTY, J. J.: J. appl. Phys. 17, 1061 (1946). — [36] DOEHLER, O. u. KLEEN: A.E.Ü. 3, Heft 2 u. 3 (1949) und Ann. de Radioélectricité 2, 9 (1947). — [37] PIERCE, J. R.: Proc. Inst. Radio Eng. 35, 111 (1947). — [38] BERNIER, J.: Ann. de Radioélectricité 2, 87 (1947).

Prof. Dr. R. GEBAUER, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.

Dr.-Ing. H. KOSMAHL,

seit 1. 1. 1952 Ulm (Donau), Telefunken G. m. b. H.

Buchbesprechungen.

Pöschl, Th.: Lehrbuch der technischen Mechanik für Ingenieure und Physiker. Zweiter Band: Elementare Festigkeitslehre. 2. Auflage. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1952. VII, 244 S. u. 159 Abb. Geb. DM 16.50.

In dem vorliegenden zweiten Band bringt Verf. eine elementare Festigkeitslehre zum Gebrauche bei Vorlesungen und zum Selbststudium. Das Inhaltsverzeichnis zeigt folgende Abschnitte auf:

I. Der Spannungszustand, II. Der Verzerrungszustand, III. Das Verhalten der festen Körper bei Belastungen, IV. Die elastischen Gleichungen, V. Zug und Druck, VI. Statisch-unbestimmte Aufgaben für Zug und Druck, VII. Flächenträgheitsmomente, VIII. Biegung gerader Stäbe, IX. Verdrehung zylindrischer Stäbe, X. Zusammengesetzte Beanspruchungen, XI. Biegung von Stäben mit gekrümmter Mittellinie, XII. Knickung gerader Stäbe, XIII. Ergänzende Bemerkungen über die Arbeitssätze der Festigkeitslehre (Energimethoden), XIV. Träger auf nachgiebiger Bettung, XV. Elastische Schwingungen. Dynamische Belastung.

Entsprechend der Zielsetzung schlägt Verf. den nach Meinung des Referenten einzig richtigen Weg ein, indem er in seinem Buch nicht nur Erkenntnisse vermittelt, sondern auch gleich immer an Hand von zahlreichen (86) durchgerechneten Beispielen zeigt, wie man sie anwendet. Im einzelnen fiel dem Ref. die zweckmäßige Definition der positiven Richtung für die Schubspannungen, — wie sie nicht in allen Lehrbüchern der Festigkeitslehre zu finden ist —, auf, außerdem die Darstellung der Randbedingungen für den Ersatzträger bei der Anwendung des MOHRschen Verfahrens und vor allem die schöne Einführung in die Behandlung der Stabilitätsprobleme mittels Energimethoden. Der Anschluß an die Praxis ist überall gewahrt. Ref. kann das Buch dem zugeordneten Personenkreis sehr wohl empfehlen.

H. ST. STEFANIAK.

Harting, H.: Photographische Optik. 4. Auflage. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1952. VIII, 171 S. u. 81 Abb. Geb. DM 9.—

Das bekannte Buch des kürzlich verstorbenen Altmeisters der photographischen Optik liegt nun in 4. Auflage vor. Nach einer Einleitung über die allgemeinen Gesetze der geometrischen Optik werden die 5 klassischen monochromatischen Bildfehler anschaulich klar gemacht, dann die Gesetze der Strahlungsbegrenzung und Bildhelligkeit erläutert. Die Achromatisierung wird in engem Zusammenhang mit den Glaseigenschaften behandelt. Auf dieser Grundlage erfolgt dann die Darstellung der historischen Entwicklung der photographischen Objektive, wobei die wenigen allge-

meinen Sätze, die einen bei der Konstruktion leiten können, herausgearbeitet sind. Für den Außenstehenden ist vielleicht etwas wenig betont, daß diese Sätze zwar die Zahl der Kombinationen etwas einengen, die Konstruktion aber trotzdem ein unendliche Geduld erforderndes Probieren mit noch immer sehr vielen Variablen darstellt. Die Vergütung von Linsenoberflächen sowie die Verwendung von Polarisationsfiltern fehlt natürlich nicht. Etwas knapp ist das Kapitel über wellenoptische Verfeinerung der Abbildungslehre. Die Vergrößerungs- und Projektionseinrichtungen schließen eigentlichen Text. Im Anhang sind die Formeln für die Strahlendurchrechnung sowie die SEIDELschen Fehler zusammengestellt und eine Übersichtskarte der Jenaer Gläser ist beigefügt. Wer eine Einführung in die geometrische Optik sucht, findet sie hier in sehr vollkommener Form. G. JOOS.

Daudt, W.: Einführung in die Lehre von den komplexen Zahlen und Zeigern. Mit Anwendungsbeispielen aus Nieder- und Hochfrequenztechnik. Stuttgart: S. Hirzel 1952. 186 S. u. 137 Abb. DM 12.—

Ausgehend von sehr einfachen mathematischen Grundlagen (Algebra, Trigonometrie, einfachste Grundbegriffe der Infinitesimalrechnung) werden in diesem Buch zuerst sorgfältig und ausführlich die komplexen Rechenmethoden und zugehörigen graphischen Konstruktionen (Zeigerdiagramme, Ortskurven) entwickelt, wie sie bei der Behandlung von zeitlich rein sinusförmig veränderlichen Vorgängen, insbesondere bei der Behandlung des eingeschwungenen Zustands einwillig erregter linearer Systeme mit Vorteil angewendet werden. Diese Anwendung wird in einem zweiten Teil an zahlreichen Beispielen aus der Elektrizitätslehre (lineare Stromkreise der Nieder- und Hochfrequenztechnik) eingehend erläutert. Im ersten Teil sind außerdem 91 Rechenaufgaben noch ohne Bezug auf die Anwendungen enthalten, für die am Ende des Buches die Lösungen gesondert gegeben werden.

Für den Studierenden der Physik und Technik ist das Buch als Einführung durchaus zu empfehlen, wenn es vielleicht auch für denjenigen, der sich nur für die Anwendungen interessiert, etwas zu pedantisch und abstrakt erscheint. Aber nur die wirkliche Beherrschung des mathematischen Kalküls kann die volle Sicherheit bei Anwendung auf physikalische und technische Probleme gewährleisten. Erst dann aufbauend können auch die in diesem Buch nicht behandelten höheren komplexen und funktionentheoretischen Rechenmethoden der Physik und Technik wirklich verstanden werden.

G. VAFTADIS